EM F26

ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

1953 MAJ. 12.

Т. XXII № 2

1958

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА

Т. XXII 1958 № 2

ФЕВРАЛЬ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Чл.-корр. АН СССР Б. С. Джелепов (главный редактор),
д-р физ.-мат. наук П. А. Бажулин (и. о. зам. главного редактора),
акад. В. А. Фок, акад. А. В. Шубников, чл.-корр. АН СССР С. Э. Фриш,
д-р физ.-мат. наук Д. И. Блохинцев

Материалы VIII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии
под общей редакцией канд. физ.-мат. наук Ю. В. Хольнова

Адрес редакции: Москва Б-64, Подсосенский пер., 21, тел. Б 7-19-46

Т-02670 Подписано к печати 25/III 1959 г. Тираж 3100 экз. Зак. 2418
Формат бумаги $70\times108^1/_{16}$. Бум. л. $4^1/_4$. Печ. л. 11,64. Уч.-изд. л. 11,9

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., 10

Материалы VIII Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии

(Ленинград, 27 января — 3 февраля 1958 г.)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Л. Н. КОНДРАТЬЕВ, В. Б. ДЕДОВ и Л. Л. ГОЛЬДИН

α-РАСПАД Cm^{242}

Энергии нижних возбужденных уровней несферических ядер хорошо описываются формулой симметричного ротатора. Экспериментальные значения энергии возбуждения тяжелых α-распадных ядер совпадают с ротационной формулой с точностью порядка процента. Такое совпадение побудило ряд авторов [1—4] попытаться рассчитать не только энергию уровней, но и интенсивность α-распада на эти уровни.

Расчет сводится к вычислению прозрачности кулоновского барьера, окружающего несферическое ядро, для α-частиц, уносящих некоторый момент количества движения. Степень деформации ядра определяется при таких расчетах по сравнительной интенсивности α-переходов на основной и на первый возбужденный уровень дочернего ядра. Поскольку деформация ядра оказывается, таким образом, вычисленной, появляется возможность рассчитать интенсивность α-распада на второй возбужденный уровень (4^+) и сравнить экспериментальные значения с расчетными. На рис. 1 представлены результаты такого сравнения для

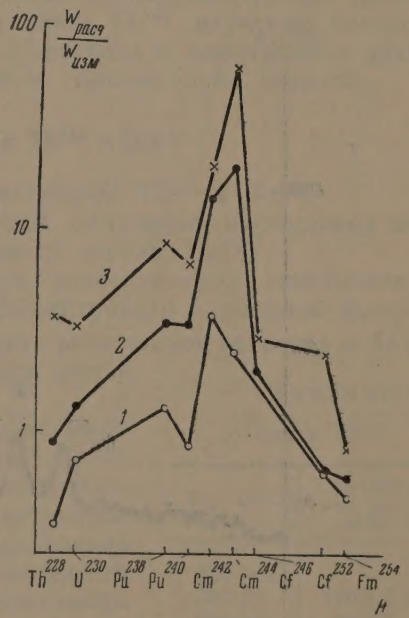


Рис. 1. Сравнение расчетной и измеренной интенсивностей α-распада несферических ядер на уровень 4^+: *1* — рассчитано в [1], *2* — рассчитано в [2], *3* — рассчитано в [3]

разных ядер. Для сравнения использованы формула Л. Д. Ландау [1] и результаты, полученные В. М. Струтинским [3] и одним из нас [2].

Как видно из рисунка, у ядер Cm^{242} и Cm^{244} наблюдается особенно резкое несогласие измеренных значений интенсивности α-распада с вычисленными. Интенсивность α-распада кюрия измерялась всего один раз [5, 6], так что нам казалось естественным прежде всего проверить правильность измерений.

Работа проводилась нами при помощи магнитного α-спектрометра АН СССР. Был проведен ряд съемок продолжительностью до недели каждая. Полученный α-спектр приведен на рис. 2. Энергия главного пика нами не измерялась, а была принята равной 6110 keV [5]; энергии всех α-линий измерены относительно нее. Результаты работы сведены в таблицу; здесь же приведены для сравнения результаты, полученные ранее Азаро, Томпсоном и Перлманом [5].

α-Линия с энергией 5777 keV, ясно видная на участке III α-спектра, несомненно, связана с примесью Cm^{243}.

Результаты наших опытов показывают, таким образом, что резкое расхождение экспериментального и вычисленного значения интенсивно-

α-Спектр Cm^{242} и уровни Pu^{238}

Линия	Энергия, keV		Интенсивность, %	Спин и четность уровня	Данные Азаро [5]	
	α-частиц	возбужденного уровня			энергия α-частиц, keV	интенсивность, %
α_0	6110	0	73,5±0,5	0+	6110	73,7
α_{45}	6065,6±0,5	45,1	26,5±0,5	2+	6066	26,3
α_{145}	5967±2	145	$(30+1)\cdot10^{-3}$	4+	5965	$35\cdot10^{-3}$
α_{306}	5809±2	306	$(4,6\pm0,5)\cdot10^{-3}$	6+	5811*	$6\cdot10^{-3}$*

сти α-распада на уровень 4^+ является реальным. В рамках существующих представлений это должно указывать на то, что во всяком случае для Cm^{242} форма ядра не может быть удовлетворительно описана формулой типа

$$r(\vartheta) = r_0[1 + \alpha_2 P_2(\cos\vartheta)]$$

(расчеты [3]) и не является эллипсоидальной (расчеты [2]).

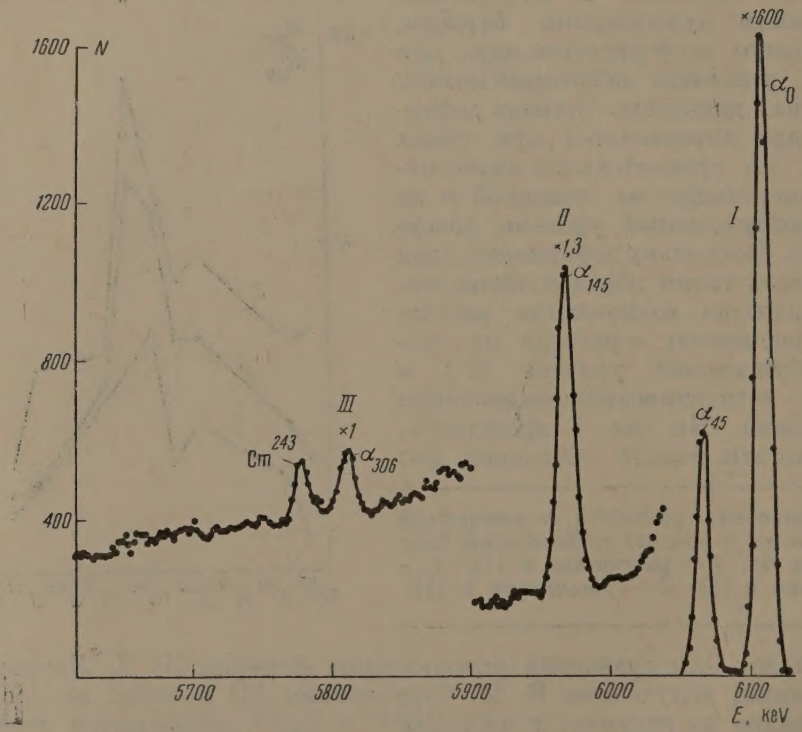


Рис. 2. α-Спектр Cm^{242}. *N* — усредненное число треков в полосе 0,2 мм. Различные участки спектра (*I*—*III*) получены в процессе разных съемок и с различными источниками

В заключение мы хотим выразить искреннюю благодарность И. И. Агапкину, В. Ф. Коняеву и Ю. Н. Чернову за помощь в работе, а также В. Н. Кузнецовой за обсчет пластинок.

Цитированная литература

1. Ландау Л. Д., Доклад на VI Совещании по ядерной спектроскопии.— Москва, 1956.
2. Адельсон-Вельский Г. М., Бирзгал А. П., Пилия Н. Д., Гольдин Л. Л., Тер-Мартиросян К. А., Доклад на VII Совещании по ядерной спектроскопии.— Ленинград, 1957.
3. Струтинский В. М., ЖЭТФ, 32, 1412 (1957).
4. Носов В. Г., ДАН СССР, 112, 414 (1957).
5. Asaro F., Thompson S. G., Perlman I., Phys. Rev., 94, 694 (1953).
6. Perlman I., Rasmussen J. O., Alpha-Radioactivity.— UCRL — 3424.

* Эти данные получены в работе [6] методом γ — γ-совпадений.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Е. П. ГРИГОРЬЕВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, А. В. ЗОЛОТАВИН, О. Е. КРАФТ, Б. КРАЦИК и Л. К. ПЕКЕР

РАСПАД Tb^{160} и Ho^{160} и СХЕМА УРОВНЕЙ Dy^{160}

Схема возбужденных уровней Dy^{160} является одной из самых сложных; она представляет большой теоретический интерес, так как ядро Dy^{160} — сильно деформированное четно-четное ядро с большим внутренним квадрупольным моментом $Q = 7{,}8 \cdot 10^{-24}$ см^2 и значительным коэффициентом деформации $\beta = 0{,}35$. Обобщенная теория ядерных оболочек позволяет для такого ядра объяснить многие экспериментальные факты.

Уровни Dy^{160} возбуждаются при β^--распаде Tb^{160}, изучению которого посвящено большое число работ, и при β^+-распаде и электронном захвате в Ho^{160}, исследование которых началось сравнительно недавно.

1. Описание опытов с Tb^{160} и Ho^{160}

В настоящей работе исследовалось излучение Tb^{160} и Ho^{160}.

Радиоактивный Tb^{160} получался путем облучения медленными нейтронами химически чистого (99,99%) окисла тербия Tb_2O_3.

Для исследования β-спектра, спектра конверсионных электронов и спектра фотоэлектронов использовался β-спектрометр с двойной фокусировкой на угол $\pi\sqrt{2}$ [1], имеющий радиус равновесной орбиты $\rho = 14$ см, светосилу 0,6% и приборную полуширину линий 0,3 ÷ 0,6%.

Сплошной β-спектр Tb^{160} изучался с источником с поверхностной плотностью 1 мг см$^{-2}$, который был изготовлен нанесением Tb_2O_3 на слюдяную подкладку с поверхностной плотностью ~1,5 мг см$^{-2}$. Для более надежного определения граничной энергии и относительной интенсивности самой жесткой компоненты был изготовлен таким же образом источник с поверхностной плотностью ~4—5 мг см$^{-2}$. Разложение спектра на компоненты было проведено методом Кюри. При этом предполагалось, что форма компонент — фермиевская. Результаты измерений приведены в табл. 1; общий вид спектра представлен на рис. 1.

Таблица 1

β-Спектр Tb^{160}

$E_{гр}$, keV	Относительная интенсивность
350±50	—
562±5	100±2,5
858±5	64±3
1710±10	0,8±0,2

Относительная интенсивность самой мягкой компоненты не определена, так как источник слишком толст.

Конверсионный спектр Tb^{160} измерялся с источниками с поверхностной плотностью от ~0,03 до 4—5 мг см$^{-2}$.

Тонкие источники приготовлялись электролитическим высаживанием Tb на алюминиевую подкладку с поверхностной плотностью 0,27 мг см$^{-2}$, толстые — нанесением Tb_2O_3 на слюдяную или алюминиевую подкладку с поверхностной плотностью ~1,5 мг см$^{-2}$.

В конверсионном спектре были тщательно промерены положение и относительная интенсивность 19 линий; большинство линий уже раньше наблюдалось различными авторами [2—4]. Результаты приведены в табл. 2.

Существенно новым является разложение на две компоненты хорошо известной линии 963 + 966 keV. Оно иллюстрируется рис. 2.

Источником для опытов с фотоэлектронами служил медный цилиндр длиной 36 мм, с внутренним ϕ 0,3 мм и внешним ϕ 1,2 мм, который набивался порошком Tb_2O_3. В качестве мишеней были использованы вещества: Ag с поверхностной плотностью 0,25 мг см$^{-2}$, Bi — 0,65 мг см$^{-2}$ и 3 мг см$^{-2}$, Th — 2 мг см$^{-2}$ и Au — 7,7 мг см$^{-2}$.

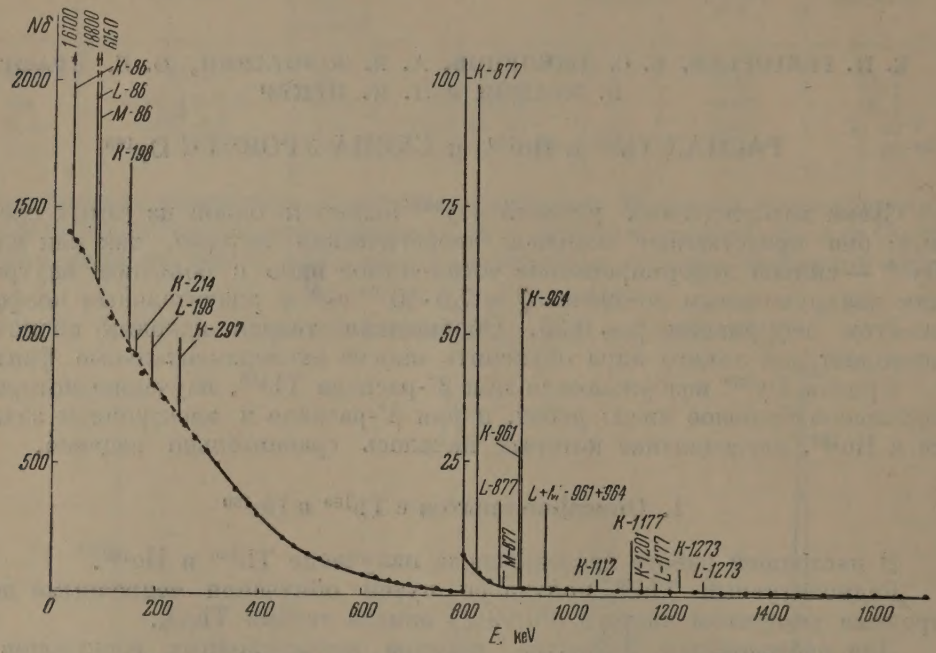


Рис. 1. Общий вид β- и конверсионного спектра Tb^{160}

Относительные интенсивности γ-переходов были получены путем деления площадей линий на соответствующий коэффициент фотоэлектрического поглощения. Вводилась поправка на поглощение γ-лучей в са-

Таблица 2

Конверсионные линии Tb^{160}

№ п/п	E_{e^-}, keV	Идентификация	hν, keV	Относительная интенсивность конверсионных линий	K/L
1	32,9±0,5	K	86,5±0,5	4600±500	
2	78,6±1,1	L	86,4±1,1	5500±500	0,83±0,20
3	85,3±1	M	86,6±1	1550±150	
4	144,1±1	K	197,9±1	222±10	
5	160 ±2	K	214 ±2	37±4	
6	189,9±1	L	197,7±1	61±5	3,6±0,5
7	243,0±1	K	296,8±1	100	
8	823,6±1	K	877,4±1	30,5±0,5	
9	869,6±1	L	877,5±1	4,9±0,5	6,2±0,7
10	878 ±2	M	879 ±2	1,1±0,2	
11	907,0±1	K	960,8±1	8,6±2 *	
12	910,2±1	K	964,0±1	18,2±2	
13	963,1±2	L+M	961±964	5,3±0,4	5,1±0,7
14	1058 ±2	K	1112 ±2	0,73±0,2	
15	1123 ±2	K	1177 ±2	3,2±0,3	
16	1147 ±2	K	1201 ±2	0,56±0,07	
17	1171 ±2	L	1179 ±2	0,44±0,10	6,0±2
18	1219 ±2	K	1273 ±2	1,3±0,1	
19	1264 ±3	L	1272 ±3	0,7±0,2	1,7±0,6

* Суммарная интенсивность 26,8±0,5.

мом источнике и в стенках цилиндра, а также на поглощение фотоэлектронов в мишени и в окнах счетчиков.

Определение таким способом относительных интенсивностей γ-переходов оправдано нашими предыдущими измерениями, при которых сравнивались относительные интенсивности γ-переходов некоторых радиоактивных изотопов (например, J^{131}, Sb^{124}, Co^{60}), известные из литературных данных, с интенсивностями, полученными нами на основе измерения фотолиний.

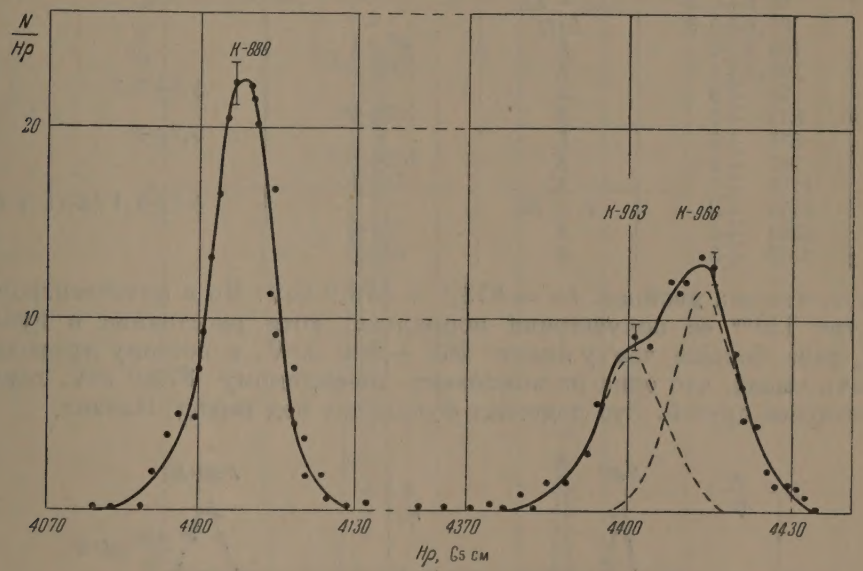


Рис. 2. Конверсионные линии переходов 880 и 963 + 966 keV в Tb^{160}

В измерениях с источником с внутренним ϕ 1 мм оказалось, что при энергии свыше 1 MeV прибор передает интенсивности с относительно небольшой погрешностью, но в области меньших энергий отличие от литературных данных становится заметным. Так, для 600 keV отличие достигает 20 %, а в области 200 keV — 40 %. Использование источника с внутренним ϕ 0,5 мм позволяет определять относительные интенсивности в более широкой области. При этих геометрических условиях в области 600 keV погрешность в определении относительных интенсивностей составляет несколько процентов.

В настоящих измерениях внутренний диаметр источника был 0,3 мм. Поэтому можно полагать, что относительные интенсивности передаются правильно в более широком интервале энергий.

Полученные нами по фотоэлектронному спектру относительные интенсивности γ-линий приведены в табл. 3; в пределах ±20% они согласуются с данными Кларка и Кноулеса [5] и Натана [6].

Дублет 963 + 966 keV в фотоэлектронном спектре не разделился. Но, в то время как линия 880 имеет приборную полуширину 0,33%, линия 963 + 966 keV имеет полуширину ~0,62% (рис. 3). Это свидетельствует о том, что компоненты γ-дублета имеют интенсивности, различающиеся не более, чем в три раза.

Измерения конверсионного спектра показывают, что мягкая компонента в два раза слабее жесткой; мультипольности этих переходов, повидимому, одинаковы, и между интенсивностями γ-линий должно быть такое же соотношение. Натан [6], изучая γ — γ-совпадения, пришел к выводу, что соотношение интенсивностей линий 963 и 966 keV равно 12 : 23. Его выводы основывались на предположении, что линия 880 keV одиночная; в действительности же спектр конверсионных электронов Ho^{160} пока-

Таблица 3

Спектр γ-лучей Tb^{160}, полученный с мишенями из Ag, Au, Bi и Th

№ п/п	hν, keV (среднее по разным мишеням)	Оболочка, с которой наблюдался фотоэффект	Относительная интенсивность γ-переходов	K/L фотолиний (мишень Au)
1	86,2±0,3	K	—	
2	86,8±0,3	$L_I + L_{II}$	—	
3	86,6±0,3	L_{III}	—	
4	196,8±1	K	17±4	
5	297,8±1	K	100±20	
6	295 ±3	L		5,6±2,3
7	878 ±1	K	125±20	
8	878 ±3	L		5,7±2
9	967 ±1	K	162±30*	
10	1178 ±2	K	71±15	
11	1179 ±3	$L + M$		5,1±1,1 ($K/(L+M)$)
12	1201 ±2	K	10±2	
13	1273 ±2	K	39±8	

зывает, что она двойная: $h\nu = 873{,}1 + 879{,}9$ keV. Но в фотоэлектронном спектре Tb^{160} ее полуширина нормальна, хотя расстояние в дублете в $1^1/_2$ раза больше, чем у линии 963 + 966 keV, и поэтому приходится сделать вывод, что одна из компонент, по-видимому 879,9 keV, гораздо интенсивнее другой. Это подводит фундамент под вывод Натана.

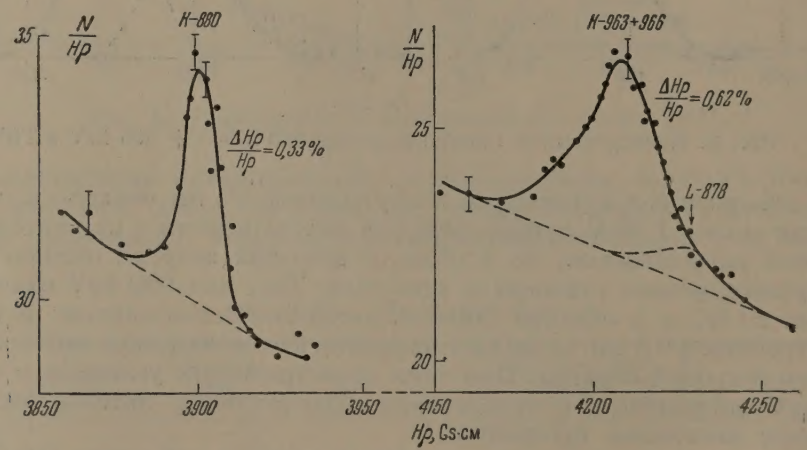


Рис. 3. Фотолинии от γ-лучей Tb^{160} 880 и 963+966 keV (мишень Th)

Радиоактивный Ho^{160} получался путем облучения танталовой мишени протонами с энергией до 660 MeV. Из мишени хроматографически выделялись эрбиевая и холмиевая фракции.

Препараты изготовлялись путем нанесения молочнокислого эрбия или холмия на алюминиевую фольгу толщиной 5 μ и последующего разложения молочной кислоты. В холмиевой фракции обнаруживался 5-часовой изотоп Ho^{160}; в эрбиевой фракции обнаруживался 29-часовой изотоп Er^{160}. Ранее было установлено [7], что Er^{160} электронным захватом переходит в Ho^{160}. При этом наблюдаются переходы с энергией $h\nu = 60$ keV, возникающие при разрядке изомерного Ho^{160*}, и переходы превращения $Ho^{160} \rightarrow Dy^{160}$. Других γ-лучей и конверсионных электронов нет. Поэтому препарат Er^{160} с находящимся с ним в равновесии Ho^{160} может применяться для изучения спектров последнего.

* С учетом того, что при использовании некоторых мишеней под пик K-962+ +966 попадает L-878 (принято, что отношение интенсивностей линий $K/L = 5{,}6$).

В некоторых случаях, главным образом для контроля радиоактивной чистоты препаратов, из выдержанной некоторое время эрбиевой фракции хроматографически выделялась вторичная холмиевая фракция.

Изучение конверсионного спектра Ho^{160} производилось на том же спектрометре с двойной фокусировкой, но с полушириной линий 0,3%. Было подтверждено существование всех конверсионных линий Ho^{160}, обнаруженных ранее [8] на линзовых спектрометрах, и найдено много новых.

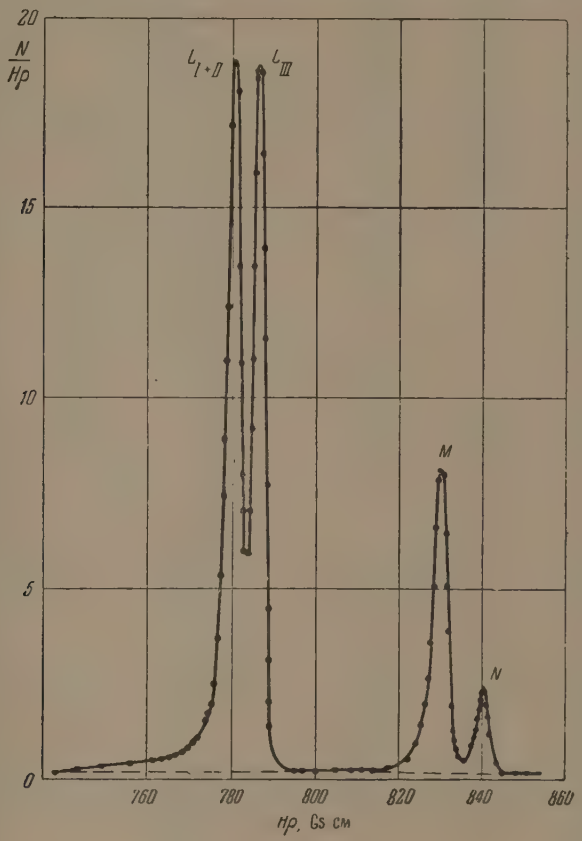


Рис. 4. *L*-, *M*- и *N*-конверсионные линии перехода 60 keV в Ho^{160}

Результаты приведены в табл. 4. На рис. 4 и 5 изображены наиболее интересные участки конверсионного спектра Ho^{160}: линии L_{I+II}, L_{III}, M и N изомерного перехода в Ho^{160} с $h\nu = 60{,}0$ keV и дублеты 873,1 + 879,9 keV и 963,4 + 966,6 keV.

Исследование линий было проведено с несколькими эрбиевыми и холмиевыми источниками.

Интенсивность всех наблюденных линий спадала с периодом, соответствующим периоду полураспада исследуемой фракции: 29 час. для эрбиевой фракции и 5 час для холмиевой. Разность энергий линий $K - L$ для всех измеренных переходов равна разности энергий связи на соответствующих оболочках Dy.

Погрешность в определении энергии линий составляет 0,1÷0,3% в зависимости от их интенсивности. Статистическая погрешность в определении относительных интенсивностей также обусловливается скоростью счета на линиях и составляет несколько процентов для наиболее сильных из них.

Таблица 4

Конверсионные электроны Ho^{160}

№ п/п	E_e, keV	Идентификация	hν, keV	Относительная интенсивность
1	51,2	$L_I + L_{II}$	60,1	1150±120
2	52,05	L_{III}	60,1	1050±100
3	57,9	M	60	480±25
4	59,2	N	59,6	110±8 *
5	33,0	K	86,8	814±150
6	76,3	$L_I + L_{II}$	86,2	790±80
7	78,4	L_{III}	86,2	610±60
8	84,5	M	86,3	400±20
9	86,1	N	86,5	100±7
10	53,9	K	107,7	10±1
11	99,3	L	107,2	2,8±0,6
12	142,2	K	196,2	100±5
13	189,7	L	197,0	37±3
14	195,6	M	197,0	8,4±0,8
15	161,0	K	214,8	0,3±0,05
16	243,4	K	297,2	3,0±0,2
17	244,6	K	298,4	
18	290,7	L	298,5	0,9±0,1
19	297,0	M	298,3	0,26±0,05
20	256	K	310	0,16±0,05
21	301	K	365	0,22±0,05
22	339	K	393	0,09±0,04
23	353	K	407	0,4 ±0,06
24	399	L	407	0,06±0,03
25	460,6	K	514,4	0,75±0,04
26	506,1	L	514,8	0,08±0,02
27	485	K	538,9	2,25±0,15
28	531,1	L	540,0	0,4?±0,06
29	539,4	M	540,6	0,15±0,05
30	593,8	K	647,6	5,25±0,30
31	638,4	L	647,1	0,85±0,10
32	647,0	M	648,3	0,26±0,07
33	675,9	K	729,7	6,9±0,4
34	720,5	L	729,6	1,1±0,1
35	729,4	$M + N$	730,7	0,32±0,08
36	700,9	K	754,7	0,6±0,1
37	713	K	766,7	0,8±0,1
38	819,4	K	873,2	0,92±0,13
39	863,8	L	872,9	0,10±0,05
40	826,0	K	879,8	2,6±0,4
41	871,0	L	880,0	0,40±0,08
42	879,6	M	880,3	0,15±0,06
43	909,6	K	963,4	2,1±0,3
44	912,9	K	966,6	1,8±0,3
45	960,1	L	968,0	0,72±0,15
46	994	K	1048	0,11±0,02
47	1040	L	1048	0,03±0,01
48	1015	K	1069	0,24±0,03
49	1061	L	1069	0,048±0,01
50	1079	K	1133	0,085±0,012
51	1126	K	1180	0,066±0,015
52	1147	K	1201	0,070±0,015
53	1210	K	1264	0,077±0,010
54	1219	K	1273	0,082±0,015
55	1231	K	1285	0,035±0,010
56	1323	K	1377	0,070±0,045
57	1381	K	1435	0,045±0,010
58	1427	K**	1481	0,034±0,015
59	1665	K	1719	0,0?3±0,007

* Большие погрешности в интенсивностях линий 1—9 связаны с неопределенностью в учете числа конверсионных электронов, образующих «хвост» у линий со стороны меньших энергий, происхождение которого связано с толщиной источника (полуширина линий L-60—0,5 %, а K-196—0,3 %).

** На линию K-1481 накладывается линия L-1435.

β^+-Спектр Ho^{160} изучался на приборе с трехкратной фокусировкой электронов в однородном магнитном поле [9]; он оказался малоинтенсивным и сложным (рис. 6). На рис. 7 приведено разложение этого спектра на фермиевские компоненты (график Кюри). Энергии и интенсивности компонент приведены в табл. 5.

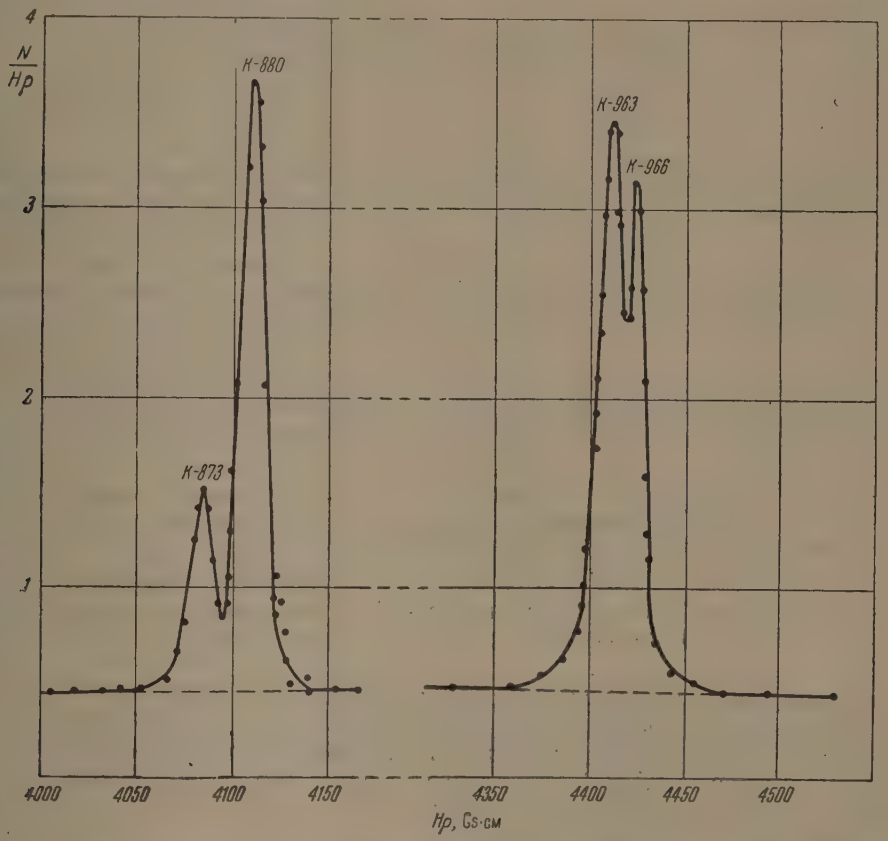


Рис. 5. Конверсионные линии переходов 873 + 880 и 963 + 966 keV в Ho^{160}

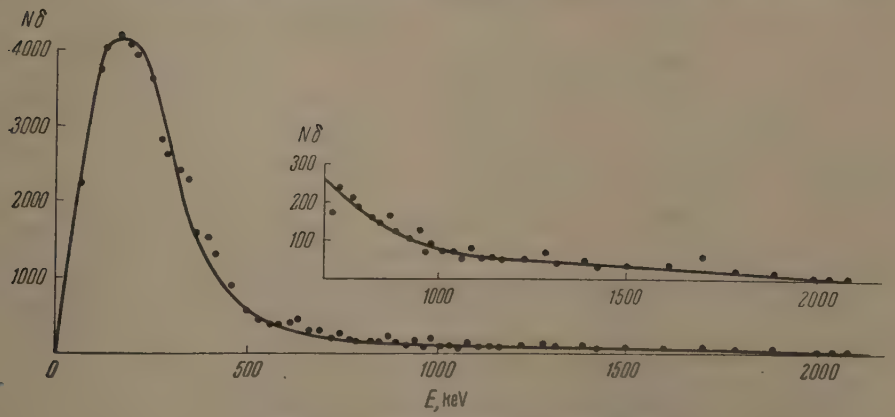


Рис. 6. Позитронный спектр Ho^{160}

Спектр получился одинаковым при использовании эрбиевой и холмиевой фракций; в последнем случае проверено, что период полураспада одинаков для всех компонент спектра ($T \sim 5{,}6 \pm 0{,}7$ час).

Так как число позитронов, испускаемых препаратом в тысячи и десятки тысяч раз меньше числа распадов в нем, возникает опасение, не

связан ли β^+-спектр с каким-нибудь другим изотопом Но, случайно имеющим близкий период полураспада. Для решения вопроса о том, какому изотопу Но принадлежит позитронный спектр, нами было сделано два дополнительных опыта.

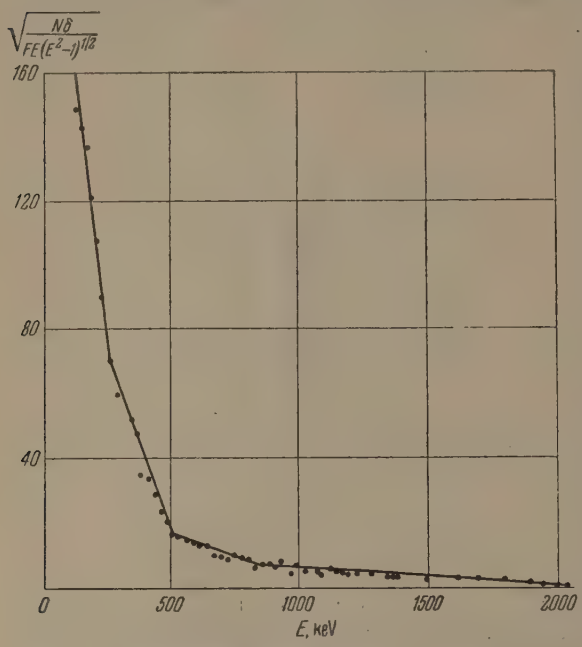


Рис. 7. Разложение позитронного спектра Ho^{160} методом Кюри

В первом из них холмий был выделен из эрбиевой фракции только через 45 час после ее получения. При измерениях излучения этого источника были получены те же результаты, что и раньше — тот же конверсионный спектр, тот же период полураспада, те же компоненты позитронного спектра. Сохранилось также отношение площади суммарного позитронного спектра к площади конверсионной линии с $h\nu = 730$ keV, несомненно принадлежащей Ho^{160}; $s_{\beta^+}/s_{e^-_{730}}$ составляет $1{,}6 \pm 0{,}2$. Если интенсивность линии 730 нарастает из Er^{160}, а β^+-спектр — из неизвестного Er^x, то сохранение отношения между ними означает близость периодов не только у Ho^{160} и Ho^x, но и у Er^{160} и Er^x.

Во втором дополнительном опыте была исследована эрбиевая фракция, которая выдерживалась после выделения в течение 110 час. Мы получили с ней те же результаты. Отношение $s_{\beta^+}/s_{e^-_{730}}$ в этом случае оказалось равным $1{,}7 \pm 0{,}2$, что в пределах погрешности вполне совпадает с предыдущим числом. Между тем, если бы в эрбиевой фракции, кроме Er^{160}, присутствовал еще Er^x с периодом, отличающимся от периода Er^{160} всего лишь на 3 час, то за 110 час эта разница в периодах привела бы к тому, что отношение $s_{\beta^+}/s_{e^-_{730}}$ изменилось бы на 35%. Из проведенных опытов можно сделать вывод, что позитронное излучение принадлежит Ho^{160}.

Таблица 5

β^+-Спектр Ho^{160}

Компоненты ($E_{гр}$, keV)	Относительные интенсивности	Распады на β^+-ветви, %	$\lg \tau f$
300±50	47	0,07	5,1
570±20	100	0,14	6,1
970±30	26	0,04	7,7
1900±100	14	0,02	9,5

Если предположить, что найденные нами позитроны возникают в результате парной конверсии, то соответствующие переходы должны быть достаточно интенсивными и должны наблюдаться жесткие конверсионные линии. Основная масса позитронов ($\sim 50\%$) имеет граничную энергию около 550 keV. Даже при мультипольности перехода $E1$ соответствующая конверсионная линия (или линии) должна иметь интенсивность, в 100 раз бо́льшую, чем наблюдалось для всех конверсионных линий табл. 4 с $h\nu > 1022$ keV. Аналогичным образом можно доказать, что более жесткие позитроны также не связаны с образованием пар.

Считая, что жесткая часть позитронов принадлежит непрерывному β^+-спектру Ho^{160}, мы приходим к выводу, что разность масс Ho^{160}—Dy^{160} не меньше 2920 ± 100 keV.

Для определения интенсивности позитронных спектров (чисел пози-

тронов на 1 распад) можно использовать измеренное нами отношение:

$$s_{\beta^+}/s_{e^{-m_0}} = 1{,}6 \pm 0{,}2$$

и воспользоваться данными табл. 4:

$$\frac{e^-(K + L\text{-}730)}{e^-(L_I + L_{II} + L_{III} + M + N\text{-}60)} = 0{,}0029;$$

это дает

$$\beta^+/e^-_{60} = 0{,}43\,\%.$$

Так как переход с энергией 60 keV является изомерным, то он сильно конвертирован и число e^-_{60} практически совпадает с числом распадов на основное состояние Ho^{160}.

Из баланса интенсивностей, приведенного в табл. 12, следует, что на K-захват и β^+-распад с этого уровня приходится 40% всех распадов. Отсюда вытекают интенсивности и значения $\lg \tau f$ для компонент β^+-спектра, приведенные в табл. 5.

Таким образом, переходы на верхние уровни являются разрешенными. Может показаться удивительным, почему же тогда приходится так мало позитронов на акт распада. Это объясняется тем, что при малой энергии распада K-захват является доминирующим. Считая распад на два верхних уровня разрешенным, мы можем по таблицам Цвейфеля [10] приблизительно определить K/β^+. Получающиеся значения ~ 5400 и 400 очень велики, и, хотя точность их мала, можно утверждать, что значительная доля всех превращений Ho^{160} должна происходить путем K-захвата.

2. Мультипольность переходов

Мультипольности переходов в Dy^{160} можно определить из:

1) значений относительных коэффициентов конверсии $K : L$ и $L_I : L_{II} : L_{III}$ в спектрах конверсионных электронов Tb^{160} и Ho^{160};

2) значений абсолютных коэффициентов конверсии, которые могут быть получены пока только при изучении распада Tb^{160}, для которого

Таблица 6

Определение мультипольности основных переходов в Dy^{160} по отношению K/L в спектрах Tb^{160} и Ho^{160}

№ п/п	Энергия перехода, keV	Экспериментальные значения K/L		Теоретические значения K/L для мультипольностей						Вывод о мультипольности*
		Tb^{160}	Ho^{160}	$E1$	$E2$	$E3$	$M1$	$M2$	$M3$	
1	86,5	0,87±0,20	0,58±02	6,5	0,97	0,092	6,2	3,3	0,87	$E2$, $M3$*
2	196,6	3,6±0,5	2,7±0,3	7,2	2,8	1,0	6,3	4,6	2,8	$E2$, $M3$*
3	297+298	—	3,3±1	7,3	4,1	1,9	6,4	5,2	3,7	$E2$, $M3$*
4	407	—	6,7±4	8,1	4,9	2,9	6,5	5,5	4,7	
5	514,6	—	9,4±2,5	8,3	6,6	3,3	7,0	6,6	5,6	$E1$, $M1$
6	539,8	—	5,4±1	8,4	6,6	3,9	7,2	6,5	5,6	$E2$, $M2$, $M3$
7	647,3	—	6,2±0,5	8,1	6,8	4,4	7,0	6,4	5,6	$E2$ $M2$, $M3$
8	729,7	—	6,3±0,6	7,6	6,5	4,9	6,7	6,3	5,4	$E2$, $M1$, $M2$
9	873,1	—	9,2±4	7,4	6,5	5,5	6,9	6,3	5,6	
10	879,9	6,2±0,7	6,0±1	7,4	6,5	5,5	7,0	6,2	5,6	
11	962+964	5,1±0,7	5,4±1	7,5	6,7	6,2	7,6	6,2	5,7	
12	1048	—	3,7±2	7,6	6,8	7,0	8,2	6,4	5,9	
13	1069	—	5,0±2	7,6	6,8	7,1	8,2	6,5	5,9	
14	1178	6,0±2,0	—	7,8	6,9	7,7	8,5	6,7	6,1	
15	1272	1,7±0,6	—	7,8	7,0	8,2	8,8	7,0	6,3	

* Мультипольности для переходов 9—15 не определены из-за больших погрешностей экспериментальных значений K/L. Однако последние все же включены в таблицу для иллюстрации самих отношений.

** Возможны также смеси $E3 + M2$.

известны и спектры конверсионных электронов и γ-спектр. При этом, чтобы связать шкалы этих спектров, нужно иметь в них хотя бы одну одиночную линию чистой и известной мультипольности. В качестве такой линии удобно принять линию $h\nu = 196{,}5$ keV; нет никаких указаний на ее сложность, линия достаточно интенсивна и, по всем данным, возникает при переходе между состояниями 4^+ и 2^+ первой ротационной полосы и вследствие этого должна иметь чистую мультипольность $E2$.

В табл. 6, 7 и 8 приведены результаты определения мультипольности.

Таблица 7

Определение мультипольности переходов при распаде Ho^{160} по величине отношения $(L_I + L_{II})/L_{III}$. Величины α_L взяты по Роузу [11] с поправками Андерсона и Бергстрома [12]

Энергия перехода, keV	Экспериментальные отношения $\frac{L_I + L_{II}}{L_{III}}$	Теоретическое отношение $(L_I + L_{II})/L_{III}$ для мультипольностей								Вывод о мультипольности
		$E1$	$E2$	$E3$	$E4$	$M1$	$M2$	$M3$	$M4$	
60,1	1,1±0,1	3,2	1,29	1,21	0,68	111	3,7	0,63	0,92	$E3$ ($E2$)*
86,5	1,3±0,1	4,3	1,3	1,2	1,1	104	5,5	1,14	0,42	$E2$ ($E3$, $M3$)

Таблица 8

Определение мультипольности переходов в Dy^{160} по сравнительным интенсивностям конверсионных и γ-линий, усредненным по данным работ [5, 6, 15, 16]
(Линия $h\nu = 196{,}6$ keV считается возникающей при чистом $E2$-переходе)

№ п/п	Энергия перехода, keV	Экспериментальное значение $\alpha_K \cdot 10^3$	Теоретическое значение $\alpha_K \cdot 10^3$ для мультипольностей						Вывод о мультипольности
			$E1$	$E2$	$E3$	$M1$	$M2$	$M3$	
1	86,5	1300	380	1600	4600	3100	29000	140000	$E2$
2	215	43	34	130	430	240	1100	4800	$E1$
3	297,7	14	15	49	150	98	390	1300	$E1$
4	878	2,9	1,4	3,4	7,3	6,2	16	33	$E2$
5	962	2,5	1,1	2,8	5,9	5,0	12	25	$E2$
6	966	2,5							
7	1178	0,64	0,81	1,9	3,7	3,1	7,5	14	$E1$
8	1201	0,87	0,79	1,8	3,6	3,0	7,2	13	$E1$
9	1273	0,54	0,69	1,6	3,2	2,6	6,2	11	$E1$

3. Схема уровней Dy^{160}

Собранных до настоящего времени экспериментальных данных недостаточно для того, чтобы последовательно, шаг за шагом, обосновать существование возбужденных состояний, возникающих при распаде Tb^{160} и Ho^{160}, и определить их энергию и квантовые характеристики. Поэтому мы избрали другой путь. Используя все экспериментальные данные, теоретические соображения и аналогию с соседними ядрами, мы составили схему уровней Dy^{160}, которая, как нам кажется, наилучшим образом удовлетворяет всем данным. Она изображена на рис. 8.

Далее мы приводим аргументы, поддерживающие эту схему, и перечисляем факты, противоречащие ей или остающиеся необъясненными.

Первая ротационная полоса

Основное состояние и три первых возбужденных уровня Dy^{160}, имеющих энергию 86,5, 283,1 и 580 keV, образуют обычную для четно-четных ядер этой области ротационную полосу состояний типа 0^+, 2^+, 4^+, 6^+.

* Малая величина отношения L_I / L_{II} ($< 0{,}3$) исключает $M4$.

Первый уровень находится почти на такой же высоте, как в соседних четно-четных ядрах. Постоянные A и B в выражении для энергии уровней (E):

$$E = AI(I+1) - BI^2(I+1)^2 \qquad (1)$$

равны $A = 14{,}51$ keV и $B = 0{,}0174$ keV.

Почти такие же значения A и B получаются у соседних четно-четных ядер. При переходах между уровнями упомянутой ротационной полосы должны возникать γ-линии с энергией 86,5, 196,6 и 296,9 keV. Все три линии наблюдаются как при распаде Tb^{160}, так и при распаде Ho^{160}.

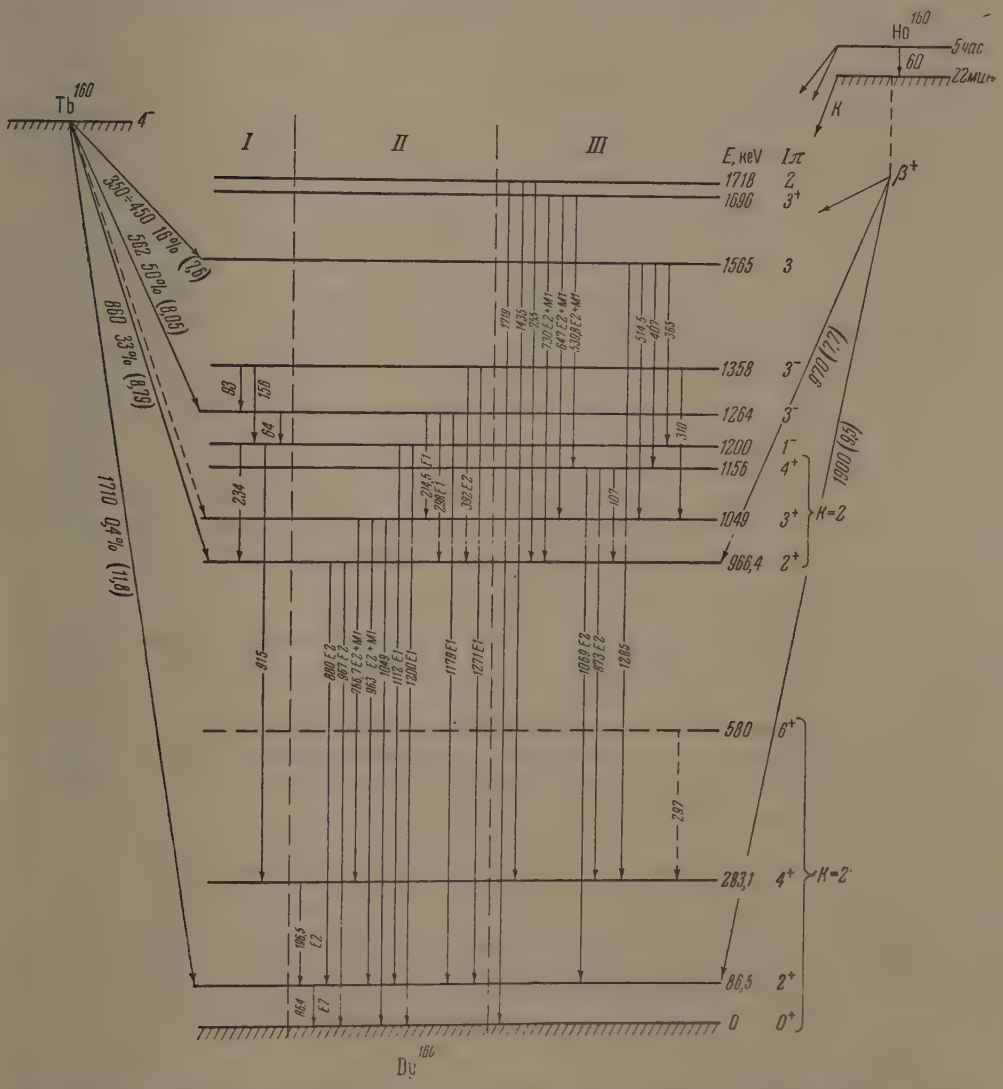


Рис. 8. Схема распада Ho^{160} и Tb^{160}: *I* — линии, наблюдаемые только в Tb^{160}, *II* — линии, наблюдаемые в Tb^{160} и Ho^{160}, *III* — линии, наблюдаемые только в Ho^{160}

Переходы между уровнями рассматриваемой полосы:

$$6^+ \to 0^+ \text{ (580 keV)},\quad 6^+ \to 2^+ \text{ (494 keV)},\quad 4^+ \to 0^+ \text{ (283,1 keV)}$$

должны быть сильно запрещены.

Первые два никогда не наблюдались ни в Tb^{160}, ни в Ho^{160}, но переход $h\nu = 282$ keV в Tb^{160} наблюдался дважды [2, 3]. По-видимому, это очень

слабый переход между какими-то верхними уровнями Dy^{160} (в схеме его нет).

Все три перехода между уровнями ротационной полосы должны быть типа $E2$, должны давать γ — γ-совпадения и иметь интенсивность, убывающую по мере возрастания энергии.

Для первых двух переходов все эти требования соблюдаются. Для уровня 86,5 keV отношение, взятое из измерений конверсионного спектра Ho^{160} с очень тонким источником, $(K/L)_{эксп} = 0{,}58$, а $(K/L)_{E2} = 0{,}97$ (причины этого расхождения пока не ясны); $(L_I : L_{II} : L_{III})_{эксп} = (0{,}2 \pm 0{,}1) : (1{,}06 \pm 0{,}10) : 1{,}0$, а $(L_I : L_{II} : L_{III})_{E2} = 0{,}187 : 1{,}1 : 1{,}0$; время жизни уровня 86,5 keV — $T = 1{,}8 \cdot 10^{-9}$ сек [13] — почти такое же, как у первых уровней типа 2^+ у соседних четно-четных ядер.

Для перехода 196,6 keV $(K/L)_{эксп} = 2{,}8$ (среднее по табл. 2 и 4 и работам [5 и 6]), и $(K/L)_{E2} = 2{,}8$.

Совпадения между γ-лучами 86,5 keV и 196,6 keV наблюдаются; интенсивность перехода 196,6 keV меньше, чем интенсивность перехода 86,5 keV.

С линией $h\nu = 296{,}9$ keV дело обстоит сложнее.

Прежде всего в спектре Tb^{160} она в 6 раз интенсивнее, чем линия 196,6 keV; это показывает, что переход с такой энергией происходит не только в первой ротационной полосе, но и между верхними уровнями. При изучении конверсионного спектра Ho^{160} было замечено, что эта линия — двойная с очень малым расстоянием (~ 1 keV) между компонентами. Кроме того:

а) отношение $K/L = 7{,}8$ для этого перехода в Tb^{160} ближе всего к типу $E1$, а не $E2$;

б) γ-линия 297 keV при распаде Tb^{160} дает β — γ-совпадения преимущественно с мягкой компонентой β-спектра, в то время как линия $h\nu = 196{,}6$ keV совпадает в равной мере с обеими компонентами;

в) γ — γ-совпадения (γ-296,9) (γ-86,5) и (γ-296,9) (γ-196,6), хотя и наблюдаются [6], но очень мало интенсивны.

Все это приводит к выводу, что по крайней мере в подавляющей доле случаев линия 296,9 keV при распаде Tb^{160} возникает при переходах между верхними уровнями, а не при переходе между уровнями 580 и 283,1 keV.

В то же время в Ho^{160}, где найдена дублетная структура этой линии, такого вывода сделать пока нельзя; суммарное $K/L = 3{,}4$ так же, по-видимому, отражает дублетную структуру; оно ближе всего к теоретическому значению для перехода типа $E2$.

Двойные линии $h\nu = 873$—880 keV и $h\nu = 962$—966 keV

В спектре γ-лучей распада $Tb^{160} \rightarrow Dy^{160}$ самыми интенсивными являются линии с энергией $h\nu \approx 880$ и $h\nu \approx 966$ keV. В спектре γ-лучей распада $Ho^{160} \rightarrow Dy^{160}$ также имеются эти линии, и, хотя у них интенсивность, по-видимому, меньше, чем у $h\nu = 730$ keV, все же эти две линии имеют большую и приблизительно равную интенсивность.

Долгое время считали эти линии одиночными; после измерений Натана [6] и наших ясно, что обе они по крайней мере двойные. Используя все данные табл. 2, 3 и 4, мы принимаем, что дублет с энергией 876 keV состоит из линий $873{,}1 \pm 0{,}5$ keV и $879{,}9 \pm 0{,}5$ keV, а дублет с энергией ~ 964 keV — из линий $962{,}1 \pm 1{,}3$ keV и $966{,}4 \pm 1{,}2$ keV.

Возникает вопрос: как разместить между уровнями Dy^{160} линии дублета $963 + 966$ keV? Если обе они не идут на основной уровень, то под ними должен быть другой переход, имеющий интенсивность, не меньшую, чем их сумма. Как видно из табл. 3, при распаде Tb^{160} только жесткие γ-линии ($h\nu > 800$ keV) и γ-линии $h\nu \approx 296{,}9$ keV имеют интенсивность, сопзмеримую с интенсивностью дублета $963 + 966$ keV.

Однако Натаном установлено, что γ-лучи 963 + 966 keV не дают γ — γ-совпадений ни с дублетом 873 + 880 keV, ни с какими-либо другими жесткими линиями выше 300 keV. Следовательно, под дублетом 963 + 966 keV могли бы находиться только переходы малой энергии.

Переход с энергией 296,9 keV, как указано выше, должен быть помещен в верхнюю часть схемы, а остальные слабы. Из этого следует, что по крайней мере одна компонента этого дублета идет на основной уровень, иначе говоря, доказано, что у Dy^{160} существует уровень с энергией либо 963, либо 966 keV.

Рассмотрим подробнее этот уровень.

Очень важно непосредственно определить квантовые характеристики этого уровня.

Для этого нужно было бы определить величины K/L или α_K, или достаточно хорошо изучить угловую корреляцию γ-лучей, проходящих через этот уровень.

Узнать первую величину пока не удается, так как, хотя конверсионные линии K у дублета 963 + 966 keV разделены, но линии L остаются неразделенными.

Вторая величина тоже не известна, так как для ее определения нужно знать интенсивность компонент γ-дублета. Хотя Натан и определил по γ — γ-совпадениям соотношение интенсивностей в γ-дублете (12 : 23), но он делал это, предполагая, что линия $h\nu = 876$ keV одиночная, а это, по-видимому, в какой-то мере не верно: хотя в фотоэлектронном спектре Tb^{160} дублет выглядит как одиночная линия, но в конверсионном спектре Ho^{160} ясно видно дублетное строение.

Хотя угловая корреляция (γ_{300}) $(\gamma_{873+880+962+966})$ и изучалась, но, ввиду сложности компонент, она вряд ли может быть использована для выяснения спина искомого уровня.

Таким образом, прямых данных о квантовых характеристиках уровня 963 или 966 keV пока нет.

Вторая ротационная полоса

Физическая природа уровня Dy^{160} с энергией 962 или 966 keV не ясна. Это — уровень, явно не принадлежащий к ротационной полосе 0, 86,5, 283,1, 580: он может быть связан с квадрупольными или октупольными колебаниями ядра или может быть одночастичным уровнем. Во всех этих случаях можно ожидать, что он будет служить основанием новой ротационной полосы, энергия уровней которой должна определяться по формуле:

$$E = E_0 + A[I(I+1) - I_0(I_0+1)] - B[I(I+1) - I_0(I_0+1)]^2, \quad (2)$$

где I_0 — момент первого уровня данной полосы, а постоянные A и B должны иметь значения, близкие к тем, которые имеет основная ротационная полоса.

Мы приняли в качестве исходных данных A и B первой полосы и рассчитали положение уровней второй полосы и ожидаемые переходы с них при следующих предположениях:

$K = 0;$ $\quad I = 0^{\pm}, 2^{\pm}, 4^{\pm},$

$K = 0;$ $\quad I = 1^{\pm}, 3^{-}, 5^{-},$

$K = 1;$ $\quad I = 1^{\pm}, 2^{\pm}, 3^{\pm},$

$K = 2;$ $\quad I = 2^{\pm}, 3^{\pm}, 4^{\pm},$

$K = 3:$ $\quad I = 3^{\pm}, 4^{\pm}, 5^{\pm},$

и при энергии первого уровня полосы $E_{02} = 962{,}1$ и 966,4 keV.

Было рассчитано положение первых трех уровней полосы и были определены энергии, относительные интенсивности и мультипольности переходов, которые должны возникать при разрядке уровней полосы. Все

эти данные сопоставлялись с экспериментальными данными табл. 2 и 4 и с литературными данными.

Оказалось, что по тем или иным причинам можно отбросить все случаи, кроме $K = 2^+$, $I = 2^+$, 3^+, 4^+, $E_{02} \approx 966{,}4$ keV. Ориентировочная энергия уровней (при указанных выше условных A и B): 966,4, 1052, 1166 keV. Основной уровень этой полосы имеет энергию 966,4 keV и характеристики 2^+ ($K = 2$).

Переходы с этого уровня должны наблюдаться на три нижних уровня Dy^{160}: 0^+ (основной), 2^+ (86,5 keV) и 4^+ (283,1 keV) и иметь энергию 966,4, 879,9, 683,3 keV.

В конверсионном и фотоэлектронном спектрах Tb^{160} наблюдаются первые две линии; Кешишиан и сотрудники [3] наблюдали также линию $h\nu = 679$ keV, но различие в энергии слишком велико, чтобы можно было констатировать совпадение. Переход 966,4 keV (2^+) $\rightarrow$ 0 keV (0^+) должен быть чистым переходом $E2$. Это не противоречит имеющимся экспериментальным определениям значений α_K и K/L.

Переход 966,4 keV (2^+) $\rightarrow$ 86,5 keV (2^+) с энергией 879,9 keV мог бы быть смешанной мультипольности — $E2 + M1$. Оценку роли компонент этой смеси затрудняет наличие перехода с близкой энергией 873,1 keV, найденного нами в спектре Ho^{160}, но не обнаруженного в спектре Tb^{160}. Однако при исследовании конверсионного спектра Tb^{160} мы определили, что верхний предел интенсивности линии 873,1 keV составляет 7 % от интенсивности более жесткой линии.

Фотолиния этого перехода оказалась в пределах погрешности измерений также одиночной (экспериментальная полуширина линии 0,33 %).

Используя теоретические коэффициенты конверсии для переходов различных мультипольностей, можно показать, что возможное присутствие близкой линии не изменит экспериментального коэффициента конверсии больше чем на 15 %, и, таким образом, заключение, что переход 879,9 keV в основном — типа $E2$, может быть сделано однозначно.

Если переходы с энергией 966,4 keV и 879,9 keV — чистого типа $E2$, то соотношение интенсивностей соответствующих конверсионных линий должно находиться в соответствии с правилами Алага:

$$\frac{K\text{-}966{,}4}{K\text{-}879{,}9} = \frac{\langle I_i, L, K_i, \ K_f - K_i \,|\, I_i, L, I_f, K_f\rangle^2}{\langle I_i, L, K_i, K_{f_1} - K_i \,|\, I_i, L, I_{f_1}, K_{f_1}\rangle^2}\left(\frac{966}{880}\right)^5 \frac{\alpha_{K\text{-}966{,}4}}{\alpha_{K\text{-}879{,}9}} = 0{,}7 \cdot 1{,}6\,\frac{2{,}8}{3{,}4} = 0{,}9,$$

где значок i отвечает начальному состоянию, а f — конечному состоянию ядра.

На опыте наблюдается 0,6 для Tb^{160} и 0,7 для Ho^{160}.

Близость этих чисел к значению, полученному по формуле, подтверждает правильность принятых значений I и K для уровня 966,4 keV.

Упомянутые выше расчеты показывают, что второй уровень второй ротационной полосы должен иметь энергию около 1051 keV. В конверсионном спектре Ho^{160} есть линия, соответствующая $h\nu = 1048$ keV. Возможно, это и есть переход на основной уровень 3^+ ($K = 2$) $\rightarrow$ 0^+ ($K = 0$).

С уровня 1049 keV, принадлежащего к типу 3^+, должны быть переходы на уровни 2^+ (86,5 keV) и 4^+ (283,1 keV). Они должны быть типа $E2 + M1$ ($\Delta\nu = 1$) и иметь энергию ~ 962 и ~ 765 keV. Мы считаем, что первая линия — это линия с меньшей энергией в дублетах Tb^{160} и Ho^{160} $h\nu = 962{,}1 \pm 1{,}3$ keV, а вторая — это линия $h\nu = 766{,}7$ keV в конверсионном спектре Ho^{160}. При таком отождествлении можно уточнить положение уровня, взяв среднее из трех экспериментальных значений:

Прямой переход	1048
766,7 + 288,1	= 1049,8
962,1 + 86,5	= 1048,6
Среднее	1048,8 keV

Переход с уровня 1048,8 keV на основной уровень Dy^{160} должен быть типа $3^+ \to 0^+$, т. е. $M3$; казалось бы, что он не сможет конкурировать с переходами типа $E2 + M1$ на уровни 2^+ и 4^+ первой полосы, хотя различие в вероятностях слегка должно компенсироваться тем, что этот переход не имеет запрета по числу K, а в остальных переходах для мультипольности $M1$ существует K-запрет. Однако в Ho^{160} K-линия, соответствующая $h\nu = 1048$ keV, даже более интенсивна, чем K-линия, соответствующая $h\nu = 766{,}7$ keV. Причина этого не известна.

Мультипольность перехода с энергией 962,1 keV может быть оценена по экспериментальным данным следующим образом. Фотолиния от $h\nu = 962{,}1 + 966{,}4$ keV в спектре Tb^{160} — сложная (аномально широкая), и можно утверждать, что относительные интенсивности компонент отличаются не более чем в три раза. Этот вывод совпадает со сделанным Натаном на основании $\gamma - \gamma$-совпадений. Линия $h\nu = 966{,}4$ keV возникает при чистом $E2$-переходе. Так как

$$\frac{K\text{-}962}{K\text{-}966} = \frac{\gamma\text{-}962}{\gamma\text{-}966} \cdot \frac{\alpha_{K\text{-}962}}{\alpha_{K\text{-}966}},$$

то из экспериментальных отношений K и γ и теоретического $\alpha_{K\text{-}966}$ следует:

$$\alpha_{K\text{-}962} = (1{,}5\tfrac{5}{4} \div 4)\,10^{-3},$$

что близко к теоретическим значениям для переходов типа $E2$ и $M1$

$$\alpha_{K,\,E2} = 2{,}8 \cdot 10^{-3} \qquad \alpha_{K,\,M1} = 5 \cdot 10^{-3}.$$

Переход с уровня 1048,8 keV на уровень 966,4 keV (2^+) должен быть типа $E2 + M1$ и иметь энергию 82,4 keV. Это, конечно, малоинтенсивный (из-за малой энергии) переход, и поэтому дублетное строение линии 86,5 keV вряд ли может быть замечено.

Третий уровень второй полосы должен иметь, по предварительной оценке, энергию около 1166 keV и квантовые характеристики 4^+. Следует ожидать переходов на уровни 86,5 (2^+), 283,1 (4^+), 966,4 (2^+), 1048,8 keV (3^+) и, может быть, на предполагаемый уровень 580 keV (6^+). Энергии этих переходов должны быть ~1080, 883, 200 и 117 keV. В конверсионном спектре Ho^{160} есть переходы, соответствующие $h\nu = 1069$, 873,1 и 107,3 keV; во всех этих случаях энергия переходов приблизительно на 10 keV меньше расчетной. Это может служить основанием для уточнения энергии уровня. Если использовать все три линии для определения положения уровня, то получается

$$\begin{aligned} 1069 + 86{,}5 &= 1155{,}5 \\ 873{,}1 + 283{,}1 &= 1156{,}2 \\ 107{,}3 + 1049{,}8 &= 1157{,}1 \end{aligned}$$

Среднее 1155,9 keV

Переход $h\nu = 1069$ keV должен быть типа $E2 + M1$. Экспериментальное значение K/L на 30 % ниже теоретического для $M1$ и на 25 % ниже, чем у $E2$. Вероятно, это связано с погрешностями опыта.

Переход $h\nu = 873{,}1$ keV также должен быть типа $E2 + M1$; экспериментальных данных нет. Не ясно, почему же наблюдается переход 1155,9 keV (4^+, $K = 2$) $\to$ 580 keV (6^+, $K = 0$). Переход на 0^+ запрещен по спину, переход на уровень 283,1 keV (4^+) запрещен по числу ν.

Установив положение первых трех уровней второй полосы, мы можем определить соответствующие значения A_2 и B_2:

$$A_2 = 14{,}16 \text{ keV}, \qquad B_2 = 0{,}024 \text{ keV}.$$

Значение A_2 немного меньше, чем A у первой полосы; иначе говоря, эффективный момент инерции у верхней полосы немного больше. Это можно рассматривать как свидетельство в пользу того, что основной уровень

этой полосы — одночастичный; у полос, основанных на колебательных уровнях, момент инерции обычно меньше, чем у основной полосы [14].

По величинам A_2 и B_2 можно вычислить положение следующего уровня. Оказывается, энергия этого уровня равна 1292 keV. В спектре конверсионных электронов Ho^{160} есть линия K-1285. Однако это — скорее всего случайное совпадение, так как прямой переход $5^+ \rightarrow 0^+$ крайне мало вероятен.

Переход на уровень 86,5 keV Dy^{160} должен был бы иметь энергию 1206 keV; в спектре Ho^{160} наблюдается линия K-1201. Вероятно, и здесь близость по энергии случайная.

Уровни Dy^{160} выше 1160 keV

Остальные, более высокие уровни возбуждения Dy^{160} мы вводим в тех случаях, когда удается фиксировать не менее трех переходов с данного уровня, которые отличались бы по энергии от наблюдаемых не более чем на 3 keV. Таких уровней оказывается шесть:

1. Уровень 1200 keV

Прямой переход в Tb^{160} и Ho^{160}	1201
86,5 + 1112 (Tb^{160})	= 1198,5
283,1 + 915 (Tb^{160})*	= 1198,1
966,4 + 234 (Tb^{160})*	= 1200,4

Среднее 1199,5 keV

2. Уровень 1264 keV

Прямой переход в Ho^{160}	1264
86,5 + 1178 (Tb^{160}, подтверждено γ—γ-совпадениями)	= 1264,5
86,5 + 1180 (Ho^{160})	= 1266,5
966,4 + 297,7 (Tb^{160}, Ho^{160}, подтверждено γ—γ-совпадениями)	= 1264,1
1048,8 + 214,9 (Tb^{160}, Ho^{160})	= 1263,7
1200 + 64 (Tb^{160})	= 1264,0

Среднее 1264,4 keV

3. Уровень 1358 keV

86,5 + 1272,5 (Tb^{160}, подтверждено γ—γ-совпадениями)	= 1359,0
86,5 + 1273 (Ho^{160})	= 1359,5
1048,8 + 310 (Ho^{160})	= 1358,8
966,4 + 392 (Tb^{160})	= 1358,4
966,4 + 393 (Ho^{160})	= 1359,4
1200 + 156 (Tb^{160})*	= 1356
1264 + 93 (Tb^{160})	= 1357

Среднее 1358,3 keV

4. Уровень 1565 keV

86,5 + 1477 (Tb^{160}* Ho^{160}),	= 1563,5
283,1 + 1285 (Ho^{160})	= 1568,1
1048,8 + 514,5 (Ho^{160})	= 1563,3
1155,9 + 407,0 (Ho^{160})	= 1562,9
1200 + 365 (Ho^{160})	= 1565,0

Среднее 1564,6 keV

5. Уровень 1696 keV

966,4 + 729,7 (Ho^{160})	= 1696,1
1048,8 + 647,4 (Ho^{160})	= 1696,2
1155,9 + 539,4 (Ho^{160})	= 1695,3

Среднее 1695,9 keV

* Эти переходы в Tb^{160} наблюдены только в работе Кешишиана и сотрудников [3].

6. Уровень 1718 keV

Прямой переход в (Ho^{160})	= 1719
283,1 + 1435 (Ho^{160})	= 1718,1
966,4 + 754,7 (Ho^{160})	= 1721,1
1358 + 364 (Ho^{160}), вторая возможность— см. уровень 1565 keV	= 1722 keV
	Среднее 1718,2 keV

Возможно введение еще одного уровня с энергией 1534 ÷ 1539 keV, который целиком опирался бы на линии Кешишиана и сотрудников:

283,1 + 1250(Tb^{160}) = 1533,1
966,4 + 569 (Tb^{160}) = 1535,4
1264 + 274 (Tb^{160}) = 1538
1358 + 181 (Tb^{160}) = 1539

Мы, однако, не включили его в схему (см. рис. 8).

Рассмотрим теперь квантовые характеристики перечисленных выше уровней.

Уровень 1200 keV. Отчетливо наблюдаются переходы на уровни 0^+ и 2^+ первой ротационной полосы; несколько сомнительны переходы на уровни 4^+ ($K = 0$) и 2^+ ($K = 2$).

Согласно значению α_K переход 1200 keV, по-видимому, $E1$; поэтому уровню 1200 keV можно приписать спин и четность 1^-.

Для уровня с $I = 1$ K может быть равно 0 или 1. Так как соотношение интенсивностей переходов $h\nu = 1112$ и 1200 keV не известно, то определить, какое из этих двух значений K соответствует действительности, не представляется возможным, и поэтому уровень пока нельзя интерпретировать.

Уровень 1264 keV. Этот уровень часто возбуждается при распаде Tb^{160}, так как линия 297,7 keV — одна из самых интенсивных в γ-спектре. Переходы на уровни 2^+ ($K = 0^+$), 2^+ и 3^+ ($K = 2^+$) с энергией 1178, 297,7 и 214,8 keV, по данным табл. 8, относятся к типу $E1$. Это означает, что уровень наверняка типа либо 2^-, либо 3^-.

Значение 2^-, однако, исключается вследствие того, что на уровень 1264 идет интенсивный β-распад. Так как (согласно работе [14] основное состояние Tb^{160} типа 4^-, то β-распад на уровень 2^- относился бы к переходам второго порядка запрещения и имел несравненно меньшую вероятность ($\lg \tau f > 10$), в то время как из опыта следует, что $\lg \tau f < 9$. Значения K для этого уровня можно оценить также при помощи правил Алаги, так как из опыта известна интенсивность переходов 297,7 и 214,9 keV на два уровня одной и той же ротационной полосы. Можно отметить, что эти интенсивности независимо измерялись Кларком и Натаном, и полученные ими результаты практически совпали. Отношение приведенных к одной энергии интенсивностей этих переходов равно 2,92 (Кларк и Кноулес) или 2,60 (Натан); теоретическое значение этого отношения для $K = 2$; $I = 2$ составляет 2,0, а для $K = 3$, $I = 3$ эта величина равна 2,86. Отсюда видно, что экспериментальные данные об интенсивностях указанных γ-переходов значительно лучше согласуются с предположением, что $K = 3$, чем $K = 2$.

Уровень 1358 keV. Так как наблюдаются переходы на уровни типа 2^+ ($K = 0$), 2^+ и 3^+ ($K = 2$), 1^- и 3^- ($K = 3$) и нет перехода на 0^+ ($K = 0$), то можно предположить, что указанный уровень имеет спин 2 или 3. Если опираться на измерения Натана, по которым переход с энергией 392 keV — типа $E1$, и наши данные, согласно которым переход 1272 keV — типа $E1$, то наиболее вероятными значениями спина и четности будет 3^-. В этом случае уровень будет достижим лишь для β-переходов Tb^{160}, в то время как принятие в качестве значения спина 2^- делает его возбуждение в β-распаде крайне мало вероятным.

При указанном значении спина становится понятным отсутствие перехода на основное состояние Dy^{160} 0^+ (переход типа $E3$).

Переход на уровень 86,5 keV (2^+) только в три раза интенсивнее перехода на уровень 966,4 keV (2^+), хотя, согласно энергетическим соображениям, он должен быть интенсивнее в 33 раза. Замедленность γ-перехода 1271 keV можно объяснить действием K-запрета, в то время как на переход 392 keV K-запрет не действует ($\Delta\nu = \Delta K - L \leqslant 0$).

Имеются некоторые указания на то, что для уровня 1358 keV $K = 2$. К ним относятся сравнительно слабое действие K-запрета на вероятность γ-перехода 1271 keV, а также то обстоятельство, что, согласно оценкам, экспериментальное значение отношения приведенных к одной энергии интенсивностей переходов 392 и 310 keV составляет 0,75, что хорошо согласуется с теоретическим значением 0,7, полученным в предположении, что $K = 2$, $I = 3^-$. Если указанные данные об интенсивностях линий 1271, 392 и 310 keV правильны, то уровень 1358 keV (3^-) может быть интерпретирован как первый ротационный уровень полосы с $K = 2$. Основное состояние этой полосы, однако, по непонятным причинам отсутствует; оно должно быть где-то около уровня 1264 keV. Может быть, одна из двух компонент дублета 298 keV, наблюдаемого в распаде Ho^{160}, возникает при распаде уровня с энергией, близкой к 1264 keV, но с $K = 2$, и тогда этот новый уровень будет основным состоянием полосы. Эта гипотеза позволяет понять дублетную структуру линии 298 keV в распаде Ho^{160} и синглетную в распаде Tb^{160}, ибо уровень с энергией 1264 keV ($I = 2^-$, $K = 2$) в β-распаде, как уже отмечалось выше, непосредственно возбуждаться не может.

Уровень 1565 keV. Этот уровень возбуждается только при распаде Ho^{160}. Так как наблюдаются переходы на уровни 2^+ и 4^+ ($K = 0^+$), 3^+ и 4^+ ($K = 2^+$) и 1^- (1200 keV), то естественно считать, что спин равен 3. По величине отношения K/L для перехода 514,6 keV можно ожидать, что переход на уровень 3^+ типа $E1$ или $M1$. Поэтому четность уровня в настоящее время не может быть определена.

Уровень 1696 keV. Этот уровень, по-видимому, очень часто возбуждается при распаде Ho^{160}: с него происходит один из самых интенсивных переходов с $h\nu = 729{,}7$ keV.

Так как наблюдаются переходы на уровни 2^+, 3^+ и 4^+ ($K = 2$) и не наблюдается переходов на уровни нижней ротационной полосы, то выбор спина должен быть произведен между 3^+ и 4^+ и $K \geqslant 3$. Однако K-захват с основного состояния Ho^{160} (5^+) на уровень 3^+ имеет порядок запрещения 2, а на уровень 4^+ этот переход разрешен. С изомерного состояния Ho^{160} 2^- переход на уровень 3^+ был бы первого порядка запрещения. Поэтому уровню 1696 keV следует приписать характеристики 4^+.

Уровень 1718 keV. Поскольку наблюдаются переходы на 0^+ и 4^+ первой полосы, 2^+ второй полосы и уровень 1^- (1200 keV), можно принять, что спин этого уровня 2.

β-Распад Tb^{160}

Согласно правилу, установленному в [13], спин и четность $_{65}Tb^{160}_{95}$ — деформированного нечетно-нечетного ядра — есть 4^- (для $Z = 65$ $\Omega_p = {}^3/_2{}^-$, для $N = 95$ $\Omega_n = {}^5/_2{}^-$; $I = \Omega_p \pm \Omega_n = 4^-$ или 1^-).

Если бы спин Tb^{160} был равен 1, наблюдался бы интенсивный β^--переход первого порядка запрещения на основное состояние Dy^{160} типа 0^+. Отсутствие такого перехода непосредственно доказывает, что основное состояние Tb^{160} — типа 4^-. При таком значении спина β-переход на основное состояние сильно запрещен ($\Delta I = 4$; четность изменяется) и не может наблюдаться на опыте, что соответствует экспериментальным данным. Изучение β — γ-совпадений показало, что β^--переход с энергией 856 keV идет на уровень

966 keV, а переход 562 keV — на уровень 1264 keV. Более мягкие компоненты соответствуют переходам на уровень 1359 keV или более высокие уровни.

Обнаруженный нами, а также рядом других авторов β^--переход с $E_{\beta^-} = 1710$ keV, согласно значению энергии, должен идти на уровень 2^+ 86,5 keV. В этом случае он является уникальным переходом. Большое значение $\lg \tau f$ (= 11,9) можно объяснить, если учесть, что для этого перехода имеет место сильный K-запрет ($\Delta\nu = \Delta K - L = 2$), который уменьшает вероятность обычного уникального перехода с $\lg \tau f \sim 7{,}5 \div 9$ в 10^4 раз (что дает $\lg \tau f = 11{,}5 \div 13$). β^--Переход на уровень 4^+ нижней полосы однократно запрещен, но он подвергается еще более сильному K-запрету ($\Delta\nu = 3$), уменьшающему вероятность перехода в 10^6 раз. Если такой переход и есть, то его интенсивность очень мала (меньше, чем у перехода 1710 keV), и его трудно наблюдать на фоне более жесткого перехода.

β^--Переход на уровень 966,4 keV (2^+, $K = 2$) относится к обычным, однократно запрещенным переходам уникального типа, и на него не действует K-запрет. Это заключение соответствует экспериментальному значению $\lg \tau f = 8{,}8$.

Возможен также β^--переход на уровень 1049 keV (3^+). Так как уровень 1049 keV ротационный, то такой переход должен быть более слабым, чем переход на уровень 966,4 keV (основное состояние второй полосы). Это связано с тем обстоятельством, что, в то время как при переходе на основное состояние полосы ротационная часть волновой функции в матричном элементе перехода не меняется, при переходе на возбужденный ротационный уровень она меняется, что уменьшает матричный элемент β-перехода и, следовательно, его вероятность.

Указанный переход непосредственно в β-спектре выделить не удается, однако баланс интенсивностей γ-переходов указывает на его существование и на то, что он менее интенсивен, чем переход 858 keV.

Наличие β-распада на уровень 1264 keV и значение его $\lg \tau f$ показывает, что спин этого уровня не может быть меньше 3 (что расходится с предположением Натана [6]). Если принять, что уровень 1264 keV типа 3^- (что следует из анализа γ-перехода), то рассматриваемый переход относится к типу разрешенных ($\Delta I = 1$, нет). В этом случае непонятно необычно большое значение $\lg \tau f = 8{,}1$.

Та же трудность возникает при рассмотрении самой мягкой компоненты β^--спектра. Если принять, согласно Натану, что энергия этого перехода приблизительно $\sim$455 keV и он идет на уровень 1358 keV типа 3^-, то он является обычным разрешенным переходом, что резко противоречит экспериментальному значению $\lg \tau f = 8{,}1$.

Баланс интенсивностей при распаде Tb^{160}

Для подведения баланса интенсивностей при распаде Tb^{160} мы взяли средние значения интенсивностей фотолиний из работ [5, 6, 15, 16] и конверсионных линий из работ [5, 6, 16]. За 100 % принималась интенсивность перехода на основное состояние Dy^{160}, причем в двойной линии 963 + + 966 keV на долю мягкой компоненты приходится 1/3 интенсивности дублета согласно измерениям совпадений в работе Натана и нашим измерениям фото- и конверсионных линий этого перехода (см. рис. 2 и 3).

Интенсивности компонент β-спектра также являются усредненными по ряду работ [4—6, 16].

Табл. 9 показывает, что нет резкого расхождения между числом приходящих и уходящих переходов для каждого уровня. Небольшое различие можно объяснить, с одной стороны, ошибками опыта, с другой стороны,— тем, что не учтен ряд малоинтенсивных линий, которые могли бы несколько подправить баланс.

Следует обратить внимание на тот факт, что во всех работах по определению состава β-спектра форма компонент считалась фермиевской, тогда как, например, компонента с $E_{гр} = 860$ keV должна иметь форму, соответствующую уникальному переходу.

Таблица 9

Баланс интенсивностей при распаде Tb^{160}

№ п/п	Энергия уровня, keV	Прод. приходящих переходов		Процент уходящих переходов	Причины нарушения баланса
		по γ	по β		
1	0	100			
2	86,5	90	0,4	68	Погрешности в определении интенсивностей линий
3	283,1	—	—	5,7	Могут приходить слабые линии
4	966,4	32	33	69	
5	1048,8	3,5	—	14,5	Может идти β-распад
6	1200	—	—	2,6	Слабые линии
7	1265	—	50	52	
8	1358 и выше	—	16	13,2	β-Распад и слабые линии

Изомерия в Ho^{160}

Анализ данных о K-захвате в Ho^{160} осложняется тем, что Ho^{160} существует в двух изомерных состояниях, имеющих периоды полураспада приблизительно 5,2 и ~0,5 час. В конверсионном спектре эрбиевой и холмиевой фракций наблюдаются очень интенсивные линии, соответствующие $L_I + L_{II}$-, L_{III}-, M- и N-конверсиям перехода с энергией 60,1 keV. Сумма интенсивностей этих линий примерно равна интенсивности всех остальных линий в спектре Ho^{160}. Поэтому естественно присоединиться к предположению Михелича и др. [7] о том, что эти конверсионные линии возникают при переходе между двумя изомерными состояниями Ho^{160}; однако строгого доказательства этого пока нет. Точность измерения разностей $L_{II} - L_{III}$ и $L_{III} - M$ недостаточна для определения того ядра, в котором происходит переход; разность $K - L_{III}$ была бы наиболее удобна для этой цели, но, хотя линия K-60 и наблюдалась [8], она не могла быть достаточно уверенно идентифицирована ввиду возможного наложения L-группы электронов Оже.

Поскольку интенсивность линий L-60 и M-60 совпадает с периодом 5 час, очевидно, что этот период относится к верхнему изомерному состоянию Ho^{160}.

Экспериментальные данные о мультипольности изомерного перехода. Экспериментальное определение мультипольности изомерного перехода может быть сделано путем измерения отношения интенсивностей конверсионных линий K и L или отношения интенсивностей линий L_I, L_{II} и L_{III}.

Отношение K/L не может быть измерено достаточно точно ввиду малой энергии K-электронов (~ 4,5 keV) и возможного наложения L-группы электронов Оже.

Отношение $L_I + L_{II} / L_{III}$ измерялось в настоящей работе, и результаты приведены в табл. 7; в ней приведены теоретические значения этого отношения для разных мультипольностей (использованы значения α_L Роуза, интерполированные Драницыной [17]; для $\alpha_{L_{III}}$ $E3$ учтена поправка Андерсона и Бергстрома [12]).

Экспериментальные данные совпадают с теоретическими для переходов типа $E2$ и $E3$ (теоретические отношения $L_{II} : L_{III}$ для этих переходов почти совпадают; выбор мог бы быть сделан, если бы была измерена слабая линия L_I).

Можно попытаться сделать выбор между этими двумя типами переходов, опираясь на время жизни возбужденного состояния. Единственный

пока путь для сопоставлений дают формулы Вайскопфа для одночастичных переходов. Конечно, нет уверенности в том, что эти формулы точно применимы к рассматриваемому случаю. Однако изменение времени жизни при переходе от одной мультипольности к следующей очень велико — порядка 10^7 раз, а изменения T, вносимые коллективностью движения в изучаемых случаях, не превышали 10^3 раз. Поэтому грубое определение мультипольности по формулам Вайскопфа все же возможно.

В табл. 10 приведены теоретические времена жизни для возбужденного состояния 60 keV Ho^{160}.

Таблица 10

Время жизни для возбужденного состояния Ho^{160} (60 keV) по формулам Вайскопфа: $T_{эксп} = 5{,}2$ час
(Предполагается, что β-переходы этого состояния не происходят)

Тип перехода	Формула для T (T, сек; E, MeV)	T_γ	T с учетом конверсии
$E1$	$T = 4{,}5\cdot10^{-15}\ A^{-2/3}\ E^{-3}$	$7\cdot10^{-13}$ сек	$1{,}4\cdot10^{-14}$ сек
$E2$	$T = 4{,}3\cdot10^{-9}\ A^{-4/3}\ E^{-5}$	$6{,}4\cdot10^{-6}$ »	$5{,}9\cdot10^{-7}$ »
$E3$	$T = 6{,}3\cdot10^{-3}\ A^{-2}\ E^{-7}$	88 »	0,1 »
$E4$	$T = 1{,}4\cdot10^{4}\ A^{-8/3}\ E^{-9}$	58 лет	49 час
$M1$	$T = 2{,}5\cdot10^{-14}\ E^{-3}$	$1{,}2\cdot10^{-10}$ сек	10^{-11} сек
$M2$	$T = 5{,}8\cdot10^{-9}\ A^{-2/3}\ E^{-5}$	$2{,}5\cdot10^{-4}$ »	$1{,}7\cdot10^{-6}$ »
$M3$	$T = 3{,}8\cdot10^{-3}\ A^{-4/3}\ E^{-7}$	26 мин	0,74 »
$M4$	$T = 4{,}6\cdot10^{3}\ A^{-2}\ E^{-9}$	570 лет	0,5 года

По значениям $T_{теор}$ видно, что выбор между типами $E2$ и $E3$ должен быть сделан в пользу последнего типа (хотя $T_{эксп}$ и $T_{теор}$ отличаются одно от другого в 10^5 раз).

Для объяснения времени жизни могли бы быть использованы смеси мультипольностей типа $E4 + M3$. Чтобы получить нужное время жизни, пришлось бы допустить смесь состава 99,996 % $E4 + 0{,}004\%$ $M3$. Однако при таком или близком к нему составе этой смеси нельзя удовлетворить наблюдающемуся на опыте соотношению $L_I + L_{II} / L_{III}$.

Объяснение изомерии в Ho^{160}

Существование двух изомерных состояний у Ho^{160} можно было предвидеть, так как основное и одно из нижних возбужденных состояний любого нечетно-нечетного деформированного ядра должно иметь спины, описываемые выражением

$$I = \Omega_p \pm \Omega_n,$$

и одинаковые четности. Согласно правилу, установленному одним из авторов [14], Ω_p совпадает в данном случае со спином ядра с 67 протонами, а Ω_n совпадает со спином ядра с 93 нейтронами. По данным работы [14], $\Omega_p = {}^7/_2{}^-$ и $\Omega_n = {}^3/_2{}^-$.

Отсюда следует, что в Ho^{160} есть два близких по энергиям состояния 5^+ и 2^+, причем одно из них — основное состояние. Переход между ними связан с изменением спина на три единицы без изменения четности и соответствует мультипольности ($M3 + E4$).

Однако, как мы видели, принадлежность перехода 60 keV к таким типам мультипольности исключена, ибо ни при каких составах смеси ($M3 + E4$) нельзя получить нужное соотношение $L_I + L_{II} / L_{III}$.

В дальнейшем будет показано, что основное состояние Ho^{160} имеет спин 5^+, а изомерное состояние в соответствии с $E3$-типом перехода — 2^-.

По-видимому, предсказанный уровень 2^+ лежит несколько выше и не проявляется, поскольку он не может возбуждаться непосредственно в распаде Er^{160} (K-распад на него двукратно запрещен).

Наблюдаемый на опыте уровень 2^-, вероятно, обусловлен возбуждением одного из непарных нуклонов, например протона, на уровень с $\Omega = {}^3/_2{}^+$.

Об одночастичном характере возбуждения этого уровня свидетельствует и значительное замедление изомерного перехода 60 keV (в $\sim 10^5$ раз), которое может быть объяснено существенным отличием внутренней структуры основного и изомерного состояний.

О возбуждении изомеров Ho^{160} при электронном захвате в Er^{160}

Рассмотрим теперь вопрос о спинах. Нижний уровень Ho^{160} должен быть типа 2^+ или 5^+. Сравнение интенсивностей различных переходов при распаде $Ho^{160} + Ho^{160*}$ показывает, что большая доля распадов Er^{160} проходит через 5-часовой уровень Ho^{160}. Так как основное состояние Er^{160} — типа 0^+, то этот факт означает, что спин верхнего уровня Ho^{160} во всяком случае меньше, чем у нижнего уровня.

Городинский, Мурин и Покровский [18] специально изучали вопрос о том, появляется ли непосредственно 22-минутный изомер Ho^{160} при распаде Er^{160}. Для этого препарат Er^{160} очищался от Ho, и через несколько минут из него выделялся Ho. Закон нарастания интенсивности отдельных γ-линий указывал на то, что ~ 10 % Er^{160} идет через уровень 22—33 мин. Этот факт находится в противоречии с фактом изомерии Ho^{160}: если вероятности образования Ho^{160} и Ho^{160*} близки, то, следовательно, близки и их спины; но свойства изомерного перехода показывают, что эти спины различаются не менее, чем на три единицы.

Мы считаем последний факт более достоверным и принимаем как гипотезу, что основное состояние Ho^{160}—типа 5^+, а изомерное — типа 2^-. Где расположен уровень 2^+, остается неизвестным.

Вероятность перехода $E = 60{,}1$ keV складывается из вероятностей K-, L- и M-конверсий и γ-излучения. Если это — переход типа $E3$, то

$$\gamma : K : L_{\mathrm{I}} : L_{\mathrm{II}} : L_{\mathrm{III}} : M = 0{,}1 : 0{,}5 : 0{,}5 : 44 : 35 : 20.$$

Таким образом на K-конверсию и γ-лучи приходится всего 0,6 %, и суммарную интенсивность L- и M-линий можно принять за интенсивность перехода. При расчете относительных интенсивностей других переходов исходной считалась интенсивность конверсионной линии; интенсивность

Таблица 11

Ориентировочная интенсивность различных переходов при распаде Ho^{160}

Энергия перехода, keV	Интенсивность K- и других конверсионных линий	Предполагаемый тип перехода	Коэффициент конверсии α_K или α_L	Интенсивности перехода $K + L + M + \gamma$**
60	L-2200 $(M+N)$-600	$E3$	380	60
86,5	L-1400	$E2$	1,59	84
196,6	K-100	$E2$	0,17	13,2
298	K-0,8	$E1$	$1{,}5 \cdot 10^{-2}$	1,1
514,6	K-0,75	$E2 + M1$*	$2 \cdot 10^{-2}$	0,8
539,8	K-2,25	$E2 + M1$*	$1{,}5 \cdot 10^{-2}$	3,1
647,3	K-5,25	$E2 + M1$*	$1 \cdot 10^{-2}$	10,9
729,7	K-6,9	$E2 + M1$*	$7 \cdot 10^{-3}$	21
755	K 0,6	$E2$	$7{,}7 \cdot 10^{-3}$	2,7
766,7	K-0,8	$E2 + M1$*	$4{,}5 \cdot 10^{-3}$	3,7
873,1	K-0,92	$E2$	$3{,}4 \cdot 10^{-3}$	5,7
879,9	K-2,6	$E2$	$3{,}4 \cdot 10^{-3}$	16,3
962	K-2,1	$E2$	$2{,}8 \cdot 10^{-3}$	15,7
967	K-1,8	$E2$	$2{,}8 \cdot 10^{-3}$	13,3
1048	K-0,11	$M3$	$2{,}05 \cdot 10^{-2}$	0,1
1069	K-0,24	$E2$	$2{,}5 \cdot 10^{-3}$	2,0

* Принято, что обе мультипольности представлены в смеси одинаково (для них α_K различаются приблизительно в два раза).

** За 100 принята сумма интенсивностей переходов на основной уровень.

перехода вычислялась по теоретическому коэффициенту конверсии; смеси рассчитывались по экспериментальному коэффициенту конверсии. При суммировании учитывалось расположение переходов в Dy^{160}. Данные приведены в табл. 11.

Из данных, представленных в табл. 12, непосредственно следует, что γ-спектр $Ho^{160} + Ho^{160*}$ на 60 % возникает при распаде основного состояния Ho^{160} ($T = 22$ мин). Изомерное состояние Ho^{160} может в 30—40 % случаев испытывать K- или β^+-распад.

Таблица 12

Ориентировочный баланс интенсивностей при распаде Ho^{160}

Энергия уровня, keV	Процент приходящих переходов	Процент уходящих переходов	Разница на долю β^+ и K	Энергия уровня, keV	Процент приходящих переходов	Процент уходящих переходов	Разница на долю β^+ и K
0 Ho^{160}	60	60	—	1155,9	3,1	7,7	4,6
0 Dy^{160}	100	—	—	1200	0,4	1,9	1,5
86,5	51	84	33	1265	—	3	3
283,1	11,5	13,2	1,8	1358	—	3	3
966,4	25	30	5	1565	—	1,5	1,5
1048,8	12	19	7	1696	—	35	35
				1718	—	3,3	3,3

β^+-Распад и K-захват в Ho^{160}

Анализ β^+-спектра $Ho^{160} + Ho^{160*}$ позволяет сделать ряд дополнительных заключений о характере распада обоих состояний Ho^{160}.

Наиболее жесткий β^+-переход должен идти на один из нижних уровней 0^+, 2^+, 4^+ ($K = 0$). Если бы этот переход шел на один из высоких уровней Dy^{160} (966 keV и выше), то полная энергия распада была бы больше 3900 keV и с большей вероятностью могли бы возбуждаться уровни Dy^{160} с большей энергией, чем 1720 keV.

В результате γ-спектр Ho^{160} был бы значительно богаче интенсивными линиями, которые не укладывались бы в рассматриваемую схему уровней.

Этот переход не может относиться к распаду основного состояния Ho^{160} ($I = 5^+$), ибо β-распад на уровни 0^+, 2^+ нижней ротационной полосы связан с большим изменением спина ($\Delta I = 5$ и 3 соответственно) и, следовательно, очень сильно запрещен. Это противоречит наблюдаемому значению $\lg ft = 9{,}5$. β^+-Распад на второй ротационный уровень нижней полосы 4^+ должен быть типа $5^+ \to 4^+$. Это — распад, разрешенный правилами отбора по спину и четности, но очень сильно запрещенный по числу K ($\Delta\nu = \Delta K - L = 5 - 1 = 4$).

Если учесть, что изменение ν на +1 ведет, по-видимому, к уменьшению вероятности в 10^2 раз, то переход на уровень 4^+ должен быть замедлен по сравнению с разрешенными β-переходами в 10^8 раз. Поскольку для разрешенных β-переходов $\lg ft = 4 \div 6$, для рассматриваемого перехода $\lg ft$ должен быть равен $12 \div 14$, что также резко противоречит экспериментальному значению 9,5.

Остается предположить, что β^+-переход с энергией 1900 keV относится к распаду 5-часового изомера Ho^{160} ($I = 2^-$, $K = 2$). В этом случае β-распад на уровни 0^+ и 4^+ низшей ротационной полосы принадлежал бы к типу уникальных переходов первого порядка запрещения и K-запрет на них не действовал бы ($\Delta\nu = 0$). Переход на уровень 2^+ ($K = 0$) был бы обычным переходом первого порядка запрещения, замедленным в 100 раз из-за действия K-запрета ($\Delta\nu = \Delta K - L = 1$). Ожидаемые значения $\lg ft$ приблизительно соответствуют значению 9,5, наблюденному на опыте. По-видимому, можно считать, что слабые β^+-переходы происходят на все три уровня 0^+, 2^+ и 4^+ ($K = 0$).

Аналогичные соображения заставляют отвергнуть предположение, что β^+-компонента с граничной энергией 970 ± 30 keV, которую можно интерпретировать как переход на уровень 966 keV (или 1048 keV), относится к распаду основного состояния Ho^{160} (5^+) (такой переход был бы сильно запрещен либо из-за большой разности спинов, либо благодаря действию K-запрета).

Экспериментальное значение $\lg \tau f = 7{,}7$ легко объяснить, если предположить, что имеет место β^+-распад изомерного состояния Ho^{160} типа 2^- на уровни Dy^{160} 966 keV (2^+) и 1048 keV (3^+). Они должны относиться к β-переходам первого порядка запрещения, а K-запрет на эти переходы не действует $(\Delta K = 0)$.

Рассмотренные β-переходы большой энергии имеют очень малую интенсивность ($\beta^+ \sim 0{,}1$ %, K-захват ~ 1 %). Это согласуется с тем, что большую долю распада изомерного состояния составляет изомерный переход 60 keV.

Значительно труднее интерпретировать две мягкие компоненты β^+-спектра. Несмотря на малую интенсивность этих компонент, полная интенсивность соответствующих переходов очень велика.

Из данных Цвейфеля вытекает, что K/β^+ для $E_{\beta^+} = 570$ и $E_{\beta^+} = 300$ keV равны соответственно 540 и ~ 3800. Точные вычисления полной интенсивности этих K и β^+-переходов приводят к неразумным величинам (свыше 100 % распадов). Однако эти данные во всяком случае свидетельствуют о том, что интенсивности обоих переходов велики.

Поэтому по крайней мере одна из мягких компонент β-спектра должна быть связана с распадом основного состояния Ho^{160} (5^+). Считая, что жесткие компоненты β^+-спектра идут с изомерного Ho^{160} на нижнюю полосу, мы принимаем, что полная энергия распада равна 2900 keV. При этом β^+-переход с энергией 570 keV должен идти на уровень ~ 1300 keV Dy^{160}.

Если этот переход направить с изомерного уровня, то уровень 1300 keV должен быть типа $K = 1, 2, 3$, $I = 1^-, 2^-, 3^-$, так как в согласии со значением $\lg \tau f$ β-переход разрешен. Из схемы видно, что в области 1300 keV есть два уровня с K и I, удовлетворяющими этим условиям: 1264 $(I = 3^-)$ и 1358 $(I = 3^-)$.

Если же предположить, что β^+-переход 570 keV связан с распадом основного состояния Ho^{160} $(I = 5^+)$, то уровень 1300 keV должен иметь спин 4^+, 5^+ или 6^+. Уровни с таким спином в указанной области энергий не обнаружены. Поэтому мы принимаем, что β^+-переход 570 keV относится к распаду изомерного состояния Ho^{160}.

Оставшаяся мягкая компонента с $E_{\beta^+} \approx 300$ keV может быть приписана переходу с основного состояния Ho^{160} на уровень Dy^{160} ~ 1700 keV. Из схемы видно, что такой уровень в Dy^{160} действительно имеется и имеет энергию 1696 keV. Разрешенный тип β-перехода $(\lg \tau f = 5{,}1)$ указывает на то, что этому уровню должны быть приписаны значения $I = 4^+$, 5^+ или 6^+. Значение 4^+ не противоречит данным, вытекающим из γ-спектра; значения K/L, известные для переходов 730, 647 и 540 keV, характеризуют их мультипольность недостаточно точно и не противоречат чистой мультипольности $E2$ для перехода 1696 keV $(4^+) \rightarrow 966{,}4$ keV (2^+) и смешанной мультипольности $E2 + M1$ для переходов 1696 keV $(4^+) \rightarrow$ $\rightarrow 1048{,}8$ keV (3^+) и 1696 keV $(4^+) \rightarrow 1155{,}9$ keV (4^+).

Ориентировочный баланс интенсивностей в Ho^{160}

Баланс интенсивностей переходов, связанных с данным уровнем, производится следующим образом.

За основу берутся относительные интенсивности конверсионных линий, полная вероятность перехода определяется с учетом коэффициента конверсии для излучения той мультипольности, которая указана в схеме распада (рис. 8).

При вычислении вероятности перехода 86,5 keV использовались интенсивности L- и $M+N$-конверсионных линий [19], доля же K-конверсионных электронов и γ-лучей учитывалась при помощи теоретических коэффициентов конверсии α_K и α_L. В переходе 60 keV K-конверсионные электроны и γ-лучи дают малый вклад ($\sim 1\%$) в общую вероятность перехода. Результаты приведены в табл. 12.

Обращает на себя внимание тот факт, что суммарная интенсивность известных переходов на уровень 86,5 keV значительно меньше интенсивности перехода с этого уровня на основное состояние.

Это различие может быть объяснено, если на уровень 86 keV идет очень интенсивный K- или β^+-распад или если этот уровень интенсивно заселяется за счет неизвестных до сих пор γ-переходов. Так как из наших опытов следует, что β^+- и K-переходы на уровень 86 keV весьма слабы, то остается предположить, что существуют высоко расположенные возбужденные состояния, с которых происходят интенсивные жесткие переходы на этот уровень.

Область спектра выше 1700 keV подробно не исследовалась; в предварительных опытах наблюдалась конверсионная линия с $h\nu = 2600$ keV.

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Примечание при корректуре. После отсылки статьи в печать мы провели еще ряд измерений конверсионного спектра Ho^{160} и определили энергии и относительные интенсивности 48 новых конверсионных линий с энергиями 438 ÷ 2700 keV. Обнаруженные линии подтверждают предложенную схему уровней Dy^{160} и указывают на присутствие возбужденных состояний с энергиями до 2900 keV.

Цитированная литература

1. Золотавин А. В., Изв. АН СССР, Серия физич., **18**, 127 (1954).
2. Cork J. M., Branyan C. E., Rutledge W. C., Stoddard A. E., Le Blanc J. M., Phys. Rev., **78**, 304 (1950).
3. Keshishian V., Kruse H. W., Klotz R. J., Fowler C. M., Phys. Rev., **96**, 1050 (1954).
4. Bertolini G., Bettoni M., Lazzarini E., Nuovo Cim., **3**, 754 (1956).
5. Clark M. A., Knowles, J. W., Bull. Am. Phys. Soc., **2**, 231 (1957).
6. Nathan O., Nuclear Physics., **4**, 125 (1957).
7. Mihelich J. W., Harmatz B., Handley I. H., Pinajian I. I., Bull. Am. Phys. Soc., **1**, 330 (1956).
8. Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Рогачев И. М., Тишкин П. А., Изв. АН СССР, Серия физич. **21**, 962 (1957).
9. Джелепов Б. С., Крафт О. Е., Преображенский Б. К., ДАН СССР, **116**, 581 (1957).
10. Zweifel P. F., Phys. Rev., **96**, 1572 (1954).
11. Siegbahn K., Beta- and Gamma-Spectroscopy.— Amsterdam, 1955.
12. Andersson G., Bergström I., Nuclear Physics, **3**, 541 (1957).
13. McGowan F. K., Phys. Rev., **85**, 142, 151 (1952).
14. Пекер Л. К., Изв. АН СССР, Серия физич., **21**, 1029 (1957).
15. Jaffe H., N. S. A., **9**, 95 (1955).
16. Аботина М. П., Григорьев Е. П., Золотавин А. В., Крацик Б., ДАН СССР, **118**, *6* (1958).
17. Драницына Г. Ф., Коэффициенты внутренней конверсии на L_I, L_{II} и L_{III}-подоболочках.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
18. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, Серия физич., **21**, 1624 (1957).
19. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крацик Б., Преображенский Б. К., Янчевская И. С., ДАН СССР, **117**, 53 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ, И. М. РОГАЧЕВ
и П. А. ТИШКИН

СПЕКТР КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ДИСПРОЗИЕВОЙ ФРАКЦИИ

1. Введение

В этой работе мы исследовали конверсионные спектры нейтронно-достаточных изотопов диспрозия.

Из танталовой мишени, бомбардированной быстрыми протонами на фазотроне ОИЯИ, химически и хроматографически была выделена диспрозиевая фракция. Облучение длилось несколько часов, а разделение редких земель производилось через 20—30 час после конца облучения.

Судя по таблицам Сиборга и др., мы должны были встретиться со следующими радиоактивными веществами:

Dy^{157}	$T = 8{,}2$ час,	$\gamma = 177$ и 325 keV,
Dy^{159}	$T = 134$ дня,	чистый K-захват,
Tb^{157}	$T = 4{,}7$ дня,	$\gamma = 1400$ keV.

В действительности положение оказалось сложнее. В конверсионном спектре нами были обнаружены линии, интенсивность которых спадала с периодами: а) 7,5÷11 час, б) 38 час и в) 4,7 дня.

В параллельно изучавшихся Городинским и др. [1] γ-спектрах диспрозиевой фракции были обнаружены активности с периодами 8,5 час, 10 час, 3 дня, 5 дней, 8 дней, 134 дня.

Джелепов, Крафт и др. [2] в позитронном спектре диспрозиевой фракции обнаружили активность с периодом 11 час, а в конверсионном — с периодами 11 час и 4,7 дня. По-видимому, при расщеплении Ta возникает несколько изотопов Dy с периодами свыше 4 час, и из них возникают дочерние изотопы Tb.

Ввиду сложности ситуации мы будем вести обсуждение, группируя материалы по периодам полураспада.

2. Условия измерений конверсионных спектров

Диспрозиевая фракция исследовалась на двух магнитно-линзовых β-спектрометрах. Активность наносилась на тонкую, слегка алюминированную, коллодиевую пленку в виде диска ϕ 4 мм. Измерения производились с четырьмя источниками из трех облучений, произведенных в разное время. Окно счетчика на двухлинзовом β-спектрометре было затянуто коллодиевой пленкой с поверхностной плотностью 0,025 мг см$^{-2}$, которая пропускала электроны, начиная с энергий 2,5 keV. Для пленки указанной толщины была получена при помощи распределенного ускорителя кривая пропускной способности, по которой затем были внесены поправки на интенсивность электронных линий. На одиночном линзовом спектрометре пленка счетчика имела поверхностную плотность около 1,5 мг см$^{-2}$ и пропускала электроны с энергией >30 keV. Измерения начинались спустя сутки после конца облучения мишени, так что возможные активности с короткими периодами (<4 час) могли быть не обнаружены.

3. Конверсионные электроны активностей с периодом полураспада 7, 5÷11 час

В спектре диспрозиевой фракции в области 3÷150 keV обнаружено 15 электронных линий, интенсивность которых убывала с периодом полураспада 7,5÷11 час. Все линии повторялись в шести сериях, проведенных с двумя источниками. Значение периода полураспада 7,5 час определено по убыванию интенсивности линии с энергией электронов 74 keV. Остальным линиям соответствовал период полураспада, лежащий в указанных выше пределах.

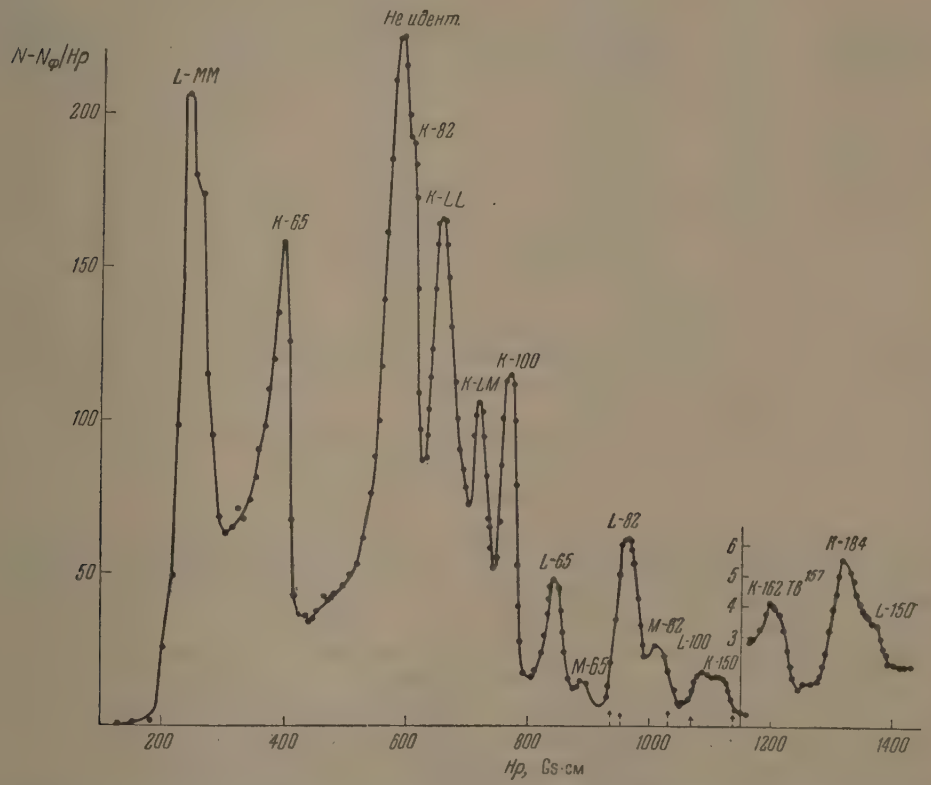


Рис. 1. Спектр конверсионных электронов диспрозиевой фракции с периодом полураспада 7,5 ÷ 11 час, приведенный к моменту времени $t = 6$ час после отделения Dy. Пунктирными стрелками указана примесь от более длиннопериодных изотопов

Согласно Городинскому и др. [1], в диспрозиевой фракции имеется два изотопа с близкими периодами: $T = 8{,}5$ час (предполагается, что это Dy^{157}) и $T = 10$ час (предполагается, что это Dy^{155}). Точность наших определений периодов полураспада недостаточна, чтобы отнести каждую линию к той или иной группе.

Результаты наших измерений приведены в табл. 1 и на рис. 1. Измерения производились только в области энергий <150 keV.

Электронные линии с энергиями 5, 36, 42 keV являются $L - MM$-, $K - LL$-, $K - L$-, M-электронами Оже, а линии с энергией 13,5, 57.5, 64,0, 74,0 и 81,0 keV идентифицируются как конверсионные электроны K, L и M от переходов с энергией 65,5 и 82,5 keV в Tb (правда, точность опытов недостаточна для однозначного определения Z).

Электронные линии с энергией 48,0, 92,0, 98 и 142 keV, по-видимому, являются K- и L-конверсионными электронами, соответствующими переходам с энергией 100 и 150 keV, а линия с энергией 132 keV, вероятно, соответствует K-электронам перехода с энергией 184 keV.

Таблица 1

Конверсионные и Оже-электроны 7,5÷11-часовой активности диспрозиевой фракции

№ п/п	Hρ, Gs·см	E_{e^-}, keV	Идентификация	Относительные интенсивности	
				экспериментальные	исправленные
1	239	5,0±0,5	$L-MM$	—	—
2	392	13,5±0,5	K-65,5	100	340
3	582	29,0±1,0	Не идент.	360	500
4	598	30,5±1,0	K-82,5		
5	651	36,0±1,0	$K-LL$	190	225
6	705	42,0±1,0	$K-LM$	90	100
7	756	48,0±1,0	K-100	100	100
8	831	57,5±1,0	L-65,5	50	40
9	880	64,0±1,5	M-65,5	15	10
10	950	74,0±1,5	L-82,5	65	50
11	997	81,0±2,0	M-82,5	30	20
12	1068	92,0±2,0	L-100	20	15
13	1105	98,0±2,0	K-150	12	8
14	1302	132,0±2,0	K-184	7	4
15	1356	142,0±2,0	L-150	3	2

В предпоследней графе табл. 1 указаны относительные интенсивности конверсионных линий, полученные экспериментально, а в последней графе те же интенсивности после поправки на поглощение в пленке, закрывающей окно счетчика.

Все указанные переходы наблюдались нами впервые.

Обсуждение результатов

Диспрозиевая активность с периодом полураспада 8,2±0,1 час была открыта Хандли и Олсоном в 1953 г. [3]. Тщательно очищенная окись тербия бомбардировалась протонами с энергией 24 MeV. Диспрозиевая фракция выделялась хроматографически и содержала активности с периодами полураспада 8,2 час и 134 дня; последняя, несомненно, принадлежит ранее известному Dy^{159}, возникавшему по реакции Tb^{159} (p, n) Dy^{159}. Для того чтобы установить, какому изотопу принадлежит 8-часовая активность, была исследована функция возбуждения. Порог образования этой активности оказался равным 19±1 MeV, что приблизительно соответствует реакции Tb^{159} (p, 3n) Dy^{157}. Величина поперечного сечения для образования изучавшейся активности также приблизительно соответствовала реакции (p, 3n) и исключала возможность образования ее на примесях.

При помощи сцинтилляционного спектрометра Хандли и Олсон нашли γ-лучи с энергией 325 keV, а также рентгеновское излучение тербия с энергией 42,5 keV.

Городинский и др. [1] обнаружили в диспрозиевой фракции, полученной так же, как наша, γ-лучи с $h\nu = 325$ keV, интенсивность которых убывала с периодом 8,5 час. Эта же линия была замечена при ориентировочных исследованиях конверсионного спектра, выполненных Джелеповым, Крафт и др. [2].

Существование диспрозиевой активности с периодом полураспада около 10 час было отмечено впервые в упомянутой выше работе Городинского и др. [1]. В ней были найдены γ-лучи с $h\nu = 227$ keV, интенсивность которых убывала с этим периодом. Указанные авторы считают, что эта γ-линия возникает при распаде Dy^{155}.

В параллельно выполнявшейся работе Джелепов, Крафт и др. [2] обнаружили электронные линии, соответствующие K-конверсии переходов с энергией 230, 270, 320, 370, 450, 515 и 660 keV, интенсивность которых спадала с периодами 11±2 час.

Следует констатировать, что идентификация активностей $T = 8{,}2$ час и $T = 10$ час, как Dy^{157} и Dy^{155}, только предположительная.

Описанные в этом разделе измерения охватывают только область малых энергий (до 150 keV). В работе Джелепова, Крафт и др. [2] охвачена область 150÷700 keV. Поэтому предположения, связанные со схемами распада, приведены в работе [2].

4. Конверсионные электроны активности с периодом полураспада около 38 час

Кроме линий, интенсивность которых спадала с периодом около 10 час, на одиночном линзовом β-спектрометре было обнаружено пять слабых электронных линий, интенсивность которых спадала с периодом приблизительно 38 час.

В табл. 2 приведены энергии и относительные интенсивности этих линий.

Таблица 2

Электронные линии активности с периодом полураспада 38 час

№ п/п	$H\rho$, Gs·см	E_{e^-}, keV	Идентификация	Экспериментальные относительные интенсивности
1	936	72	—	160
2	951	74	—	80
3	1027	85,6	L - 94	—
4	1068	92	M - 94	100
5	1136	103	—	110

Приписать найденные линии определенному изотопу пока не представляется возможным.

5. Конверсионные электроны активности с периодом полураспада около 5 дней

После распада изотопов с периодом полураспада около 10 час стали отчетливо видны более слабые линии конверсионных электронов, интенсивность которых убывала с периодом (4,5±0,2) дня.

Электронный спектр, интенсивность которого убывает с этим периодом, исследовался при помощи двух β-спектрометров. На рис. 2 и 3 представлены экспериментальные спектры; в табл. 3 приведены объединенные результаты измерений на обоих спектрометрах.

Спектры, изображенные на рис. 1 и 2, сняты на одном и том же спектрометре с одним и тем же источником; поэтому их масштабы по оси ординат отражают убывание активности препарата.

Обнаружены K-, L- и M-электроны переходов с энергией 63 и 87 keV, L- и M-электроны перехода с энергией 57 keV, K- и L-электроны переходов с энергией 149, 163, 180 и 200 keV. K-электроны переходов с энергией 60 и 262 keV (все энергии переходов указаны в предположении, что конверсия идет в атоме Gd; если она идет в Tb, тогда энергии на 1,8 keV больше).

Электронная линия с энергией 113 keV в нескольких сериях измерений была шире соседних линий. При измерениях с одним из источников появились намеки на разделение этой линии на две.

Несколько линий не идентифицировано.

В печатающемся ниже докладе Антоньевой и др. [4] описаны исследования конверсионного спектра тербиевой фракции, проводившиеся приблизительно в одно с нами время. В спектре было обнаружено не-

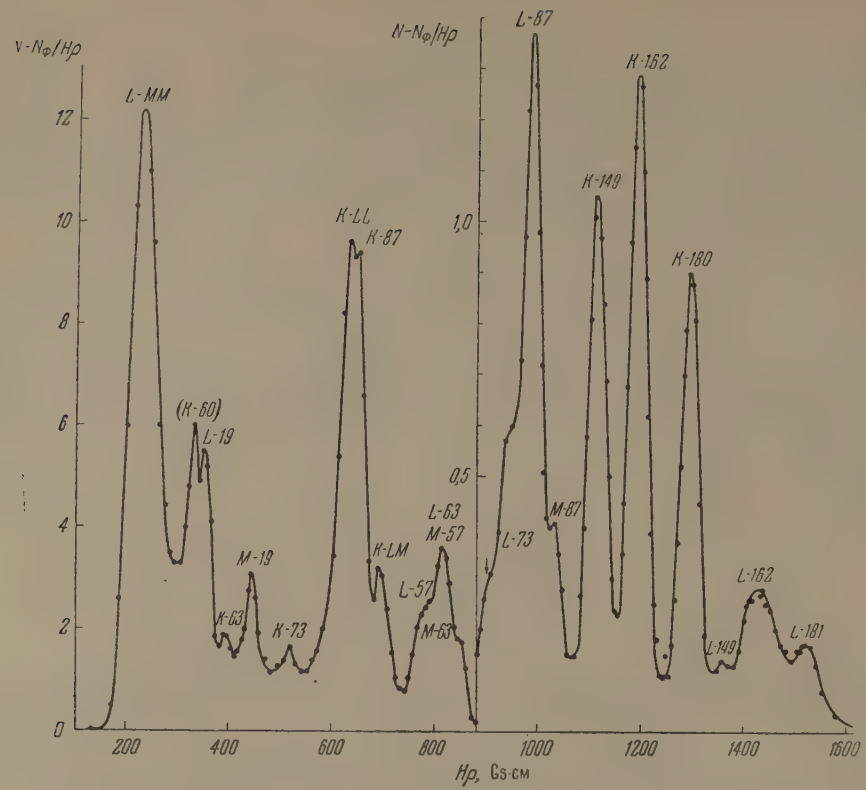


Рис. 2. Спектр конверсионных электронов от того же препарата, который использовался для рис. 1, наблюдавшийся к моменту времени $t = 50$ час после отделения Dy от редких земель

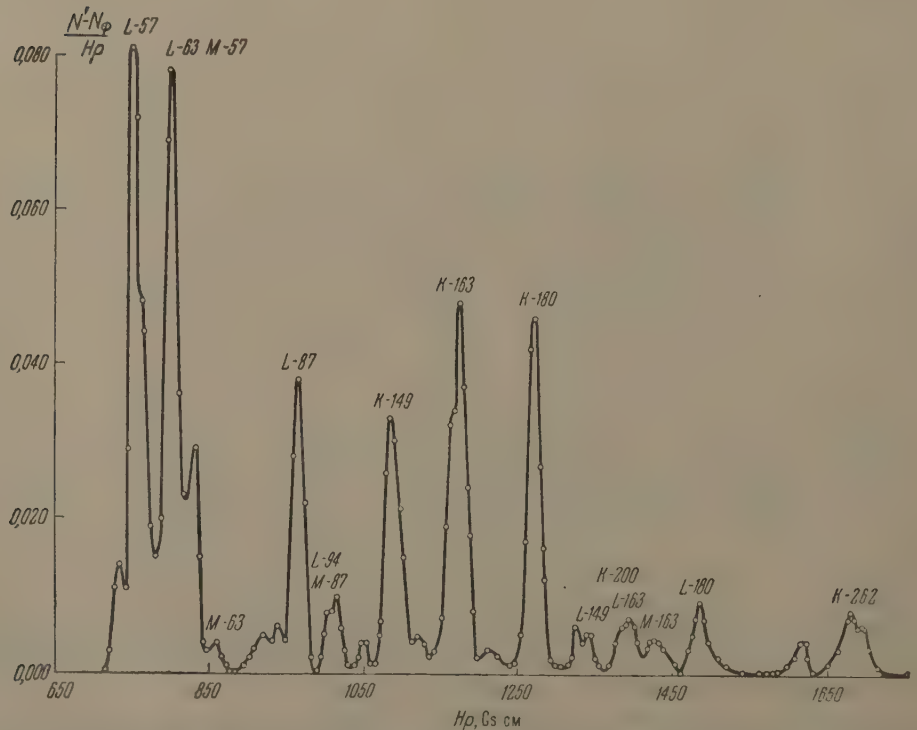


Рис. 3. Такой же спектр, как на рис. 2, но снятый на линзовом спектрометре с разрешающей способностью 1,2%

Таблица 3

Конверсионные и оже-электроны 4,5-дневной активности (Tb^{155} + Tb^{157})

№ п/п	$H\rho$, Gs·см	E_{e^-}, keV	Идентификация	Относительные интенсивности	
				экспериментальные	исправленные
1	225	4,5±0,5	*L* — *MM*	—	—
2	330	9,5±1,0	(*K*-60) Tb^{155}	—	—
3	351	10,7±4,0	*L*-19 Tb^{155}	—	—
4	391	13,3±0,5	*K*-63	180	980
5	443	17,0±0,5	*M*-19 Tb^{155}	300	1260
6	516	23,0±0,5	—	150	470
7	658	36,8±1,0	*K*-87 Tb^{155}, *K*-*LL*	1440	2850
8	696	41±1,0	*K* — *LM*	330	590
9	738	45,8±1,0	—		—
10	767	49,3±1,0	*L*-57 Tb^{157}	210	330
11	787	51,8±1,0	—		—
12	816	55,6±0,5	*L*-63	330	500
13	846	59,5±0,5	*M*-57 Tb^{137}	100	150
14	871	61,0±1,0	*M*-63		—
15	980	78,4±0,5	*L*-87 Tb^{155}	150	180
16	1018	84,6±1,0	*M*-87 Tb^{155}	—	—
17	1107	98,3±1,0	*K*-149 Tb^{155}	120	120
18	1195	113±1,0	*K*-163 Tb^{155}	150	150
19	1243	121,6±1,0	—	10	10
20	1292	130±1,0	*K*-180 Tb^{155}	100	100
21	1338	138,6±2,0	—		
22	1353	141±2,0	*L*-149 Tb^{155}	20	20
23	1400	150,0±2,0	*K*-200 Tb^{157}	4	4
24	1417	154,0±2,0	*L*-163 Tb^{155}		
25	1457	161±2,0	*M*-163 Tb^{155}	14	14
26	1518	173±3,0	*L*-180 Tb^{155}	40	40
27	1626	195±2,0	*L*-200 Tb^{157}	7	7
28	1707	212±4,0	*K*-262 Tb^{155}	20	20
29	1712	213±4,0	—	4	4

сколько линий, интенсивность которых убывала с периодом 5 ± 1 день, соответствующих восьми переходам с энергией 86,6, 104,5, 148,0, 160,3, 162,5, 179,2, 260,7 и 337,7 keV. Все переходы, кроме второго и последнего, совпадают с обнаруженными нами.

Обсуждение результатов

Ни один из известных изотопов Dy не имеет периода полураспада, близкого к 4,5 дня; это, конечно, еще не означает, что таких изотопов нет.

С другой стороны, известно несколько изотопов Tb, имеющих близкий к этому период; некоторые из них могут оказаться в диспрозиевой фракции в виде дочерних продуктов. На наличие дочерних изотопов указывает также следующий факт.

Интенсивность электронной линии, соответствующей энергии 113 keV и достаточно удаленной от всех линий 10-часовой и 38-часовой активностей, сначала росла в течение первых 10—13 час от начала измерений, а затем спадала с периодом 4,5 дня. Таким образом, несомненно, что это — линия дочернего Tb, накапливающегося из короткопериодного изотопа Dy. К сожалению, аналогичные наблюдения не были проведены с другими линиями.

Вместо этого в следующем источнике нами было произведено выделение тербиевой фракции из диспрозиевой через 50 час после отделения Dy от других редких земель.

Исследование ее электронного спектра показало наличие активности, убывающей с периодом в 4,5 дня. Как значение периода полураспада,

так и спектр конверсионных электронов совпадают с данными, полученными для 4,5-дневной активности диспрозиевой фракции. Это дает возможность приписать всю активность, убывающую с периодом 4,5 дня, изотопам тербия.

Дополнительное доказательство того, что основная масса 8—10-часовых изотопов Dy переходит в 5-дневные изотопы Tb, может быть получено из сравнения интенсивностей линий L — MM на рис. 1 и 2. Умножив это отношение интенсивностей на отношение периодов и введя поправку на распад за время, протекшее между сериями измерений, мы получаем

$$\frac{205}{12{,}2} \cdot \frac{9}{120} e^{-0{,}7\frac{50}{120}} \approx 0{,}95.$$

Если переход Dy в 5-дневный Tb осуществляется полностью, это число должно быть равно 1.

Выяснение массовых чисел изотопов, обусловливающих появление каждой из линий, оказывается очень трудным.

Существуют, по-видимому, по крайней мере четыре изотопа Tb с периодом полураспада около 5 дней; это Tb^{153} ($T = 5{,}1$ дня), Tb^{155} ($T = 5{,}6$ дня), Tb^{157} ($T = 4{,}7$ дня) и Tb^{161} ($T = 6{,}8$ дня).

В наших источниках вряд ли мог присутствовать нейтронно-избыточный изотоп Tb^{161}, так как Dy^{161} стабилен; во всяком случае, связанный с ним β-спектр никогда не наблюдался. Так же мало вероятно присутствие $Dy^{153} + Tb^{153}$, так как Dy^{153} имеет слишком большой недостаток нейтронов по сравнению с основными изотопами Dy.

Однако Tb^{155} и Tb^{157}, по-видимому, в наших препаратах присутствуют.

Изотоп Tb^{155} был открыт только в 1957 г. Уордом, Якобом и Михеличем [5]. Он имеет период полураспада 5,6 дня и получается при электронном захвате в Dy^{155}, период которого в этой работе не указан; старое определение — $T = 190$ дней, сделанное Вилкинсоном и Хиксом [6], — ошибочно. Авторы [5] обнаружили следующие переходы в Tb^{155}—Gd^{155}: 18,9, 26,7, 31,6, 45,6, 60,2, 86,7, 101,4, 105,6, 148,8, 160,8, 161,5, 163,4, 180,4, 181,6, 221,2, 239,7, 262,6, 340,8, 368,3 keV.

Правильность идентификации подтверждается тем, что многие из этих переходов обнаруживаются также при распаде Eu^{155}, изученного достаточно хорошо. Так, например, в последней работе по Eu^{155} Боэм и Хатч [7] сообщили о переходах в Gd^{155}, имеющих энергию 18,9, 26,5, 45,29, 60,00, 86,54 и 105,32 keV. Все эти переходы находятся в приведенном выше списке переходов при распаде $Tb^{155} \rightarrow Gd^{155}$.

Из данных Уорда, Якоба и Михелича и совокупности работ по Eu^{155} вытекает схема распада Tb^{155}, изображенная на рис. 4. Переходы в правой части схемы, на которых стоят крестики, наблюдались в нашей работе.

В схему остаются неуложенными переходы с энергией 31,6, 148,8, 163,4, 181,6, 221,2, 239,7 keV, найденные Уордом и др., и переходы с энергией 57, 63, 149 и 200 keV, указанные в табл. 3.

Хандли и Лайон в 1955 г. опубликовали работу [8], в которой отрицают существование Tb^{155} с $T \approx 5$ дней и устанавливают пределы для возможного значения периода Tb^{155}: либо $T < 10$ мин, либо $T > 5$ лет, и относят всю активность с периодом около 5 дней к изомерному состоянию Tb^{156}. Однако продемонстрированное выше совпадение многих линий 5-дневного Tb и 1,7-годичного Eu^{155} доказывает однозначно существование 5-дневного Tb^{155}. Остается неизвестным, как объяснить результаты Хандли и Лайона.

Изотоп Tb^{157} был впервые упомянут Батментом [9] в 1949 г. как один из возможных изотопов, которому принадлежит найденный им период 5,9 дня; сейчас ясно, что другие возможности — Tb^{156} и Tb^{158} — отпадают, так как эти изотопы имеют совершенно другие периоды.

В 1950 г. Вилкинсон и Хикс [6] уже определенно приписывали Tb^{157} активность с периодом полураспада 4,7 ± 0,1 дня, полученную по реакции Gd + p (10 MeV) и имевшую следующие характеристики излучения:

$$e^{-}\text{-}90 : e^{-}\text{-}200 : Lx : Kx : \gamma\text{-}1400 = 0{,}2 : 0{,}1 : 0{,}4 : 1 : 0{,}3.$$

Однако приписание массового числа продолжало оставаться не строго доказанным.

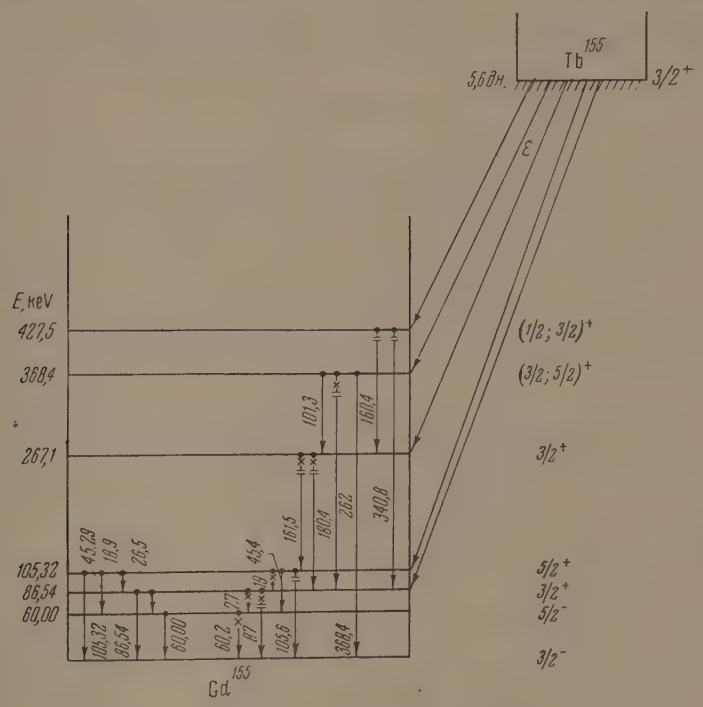


Рис. 4. Схема распада Tb^{155}. Мультипольности переходов [7]: 18,9 keV — $M1 + E2$, 26,5 keV — $E1$, 45, 29 keV — $E1$, 60,00 keV — $M1 + E2$, 86,54 keV— $E1$, 105,32 keV— $E1$. Крестиком отмечены линии, наблюдавшиеся в данной работе, двойной черточкой—линии, наблюдавшиеся в Tb-фракции

В 1953 г. Хандли и Олсон [3] пытались наблюдать Tb^{157} как дочернее вещество, накапливающееся при распаде Dy^{157}. Они, как это ни странно, не смогли заметить Tb^{157} и установили очень жесткие границы для его периода: либо $T < 30$ мин, либо $T > 100$ лет. Последний предел установлен по измерениям абсолютной активности вторичной тербиевой фракции, выделенной из диспрозиевой после ее распада; авторы могли бы заметить активность, в 8000 раз меньшую, чем должна быть, если бы распад шел по цепочке

$$Dy^{157} \xrightarrow{8{,}2\ \text{час}} Tb^{157} \xrightarrow{4{,}7\ \text{дня}} Gd^{157}.$$

В работе [8] Хандли и Лайон подтвердили эти выводы и приписали активность с периодом полураспада 5,2 дня изомерному состоянию Tb^{156}. Однако во всяком случае та активность, которая наблюдалась нами не принадлежит Tb^{156}, так как Dy^{156} стабилен. То обстоятельство, что Хандли и Лайон отрицают также существование Tb^{155} с периодом около 5 дней, хотя, как мы видели выше, существование 5-дневного Tb^{155} несомненно, заставляет сомневаться в их выводах относительно Tb^{157}.

Поэтому мы считаем возможным, что Tb^{157} имеет период полураспада ~5 дней, что он накапливается из Dy^{157} (T - 8,2 час) и что ему могут при-

надлежать некоторые конверсионные линии, которым соответствует период ~5 дней, в частности те, которые не удалось уложить в схему распада Tb^{155} (за исключением линии $h\nu = 149$ keV, которая несомненно принадлежит Tb^{155}). Две из них — $h\nu = 57$ и 200 keV — хорошо совпадают с линиями, известными из распада Eu^{157} и из кулоновского возбужде-

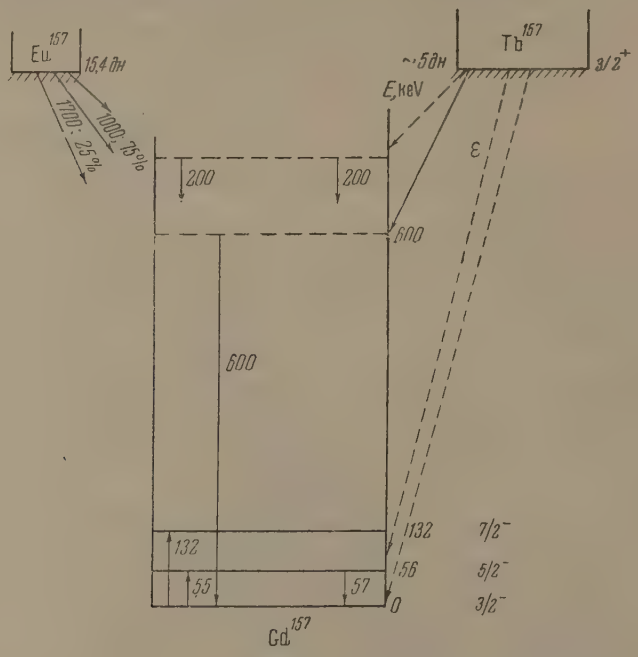


Рис. 5. Предполагаемая схема распада Tb^{157}

ния Gd^{157}. Однако не понятно, почему линия $h\nu = 57$ keV не наблюдалась в тербиевой фракции [4] (линия 200 keV там есть, но отнесена к Tb^{156}).

Предположительная схема распада изображена на рис. 5.

Авторы приносят благодарность Л. К. Пекеру — за обсуждение схем распада, К. Я. Громову — за помощь в организации работ, студентам-дипломантам А. Богданову и А. И. Ящук — за помощь в работе.

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Городинский Г. М., Покровский В. Н., Мурин А. Н., Преображенский Б. К. Доклад на VIII Всесоюзном Совещании по ядерной спектроскопии.
2. Джелепов Б. С., Крафт О. Е., Преображенский Б. К., Юшкевич Г. Ф., см. настоящий номер журнала, стр. 208.
3. Handley T. H., Olson E., Phys., Rev., 90, 500 (1953).
4. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., см. настоящий номер журнала, стр. 135.
5. Ward T. J., Jacob K. P., Mihelich J. W., Bull. Am. Phys. Soc., 2, 259 (1957).
6. Wilkinson G., Hicks H. G., Phys. Rev., 79, 815 (1950).
7. Boehm F., Hatch E. N., Bull. Am. Phys. Soc., 2, 231 (1957).
8. Handley T. H., Lyon W. S., Phys. Rev., 99, 1415 (1955).
9. Butement F. D. S., Phys. Rev., 75, 1276 (1949).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Н. М. АНТОНЬЕВА, А. А. БАШИЛОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

СПЕКТРЫ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ Gd^{151} и Gd^{153}

1. Введение

В данной работе изучались конверсионные спектры некоторых длиннопериодных изотопов гадолиния, получавшихся при длительном облучении танталовой мишени в рассеянном пучке протонов с энергией 660 MeV. Сначала из тантала обычными химическими методами выделялась редкоземельная фракция, а затем хроматографическим методом выделялась чистая гадолиниевая фракция, содержащая преимущественно нейтрононедостаточные изотопы, распадающиеся путем электронного захвата или испускания позитронов. Активное вещество собиралось на тонкой алюминиевой фольге [1].

Исследование спектра конверсионных электронов производилось при помощи магнитного спектрометра — кэтрона Ленинградского университета [2], настроенного на разрешающую способность 0,5 %. Пленка на окне счетчика пропускала электроны с энергией свыше 7 keV.

Измерения спектра были начаты спустя один месяц после конца облучения мишени и повторялись несколько раз в течение последующего года. Оказалось, что медленно изменяющаяся часть конверсионного спектра относится к Gd^{153} и Gd^{151}. Кроме того, наблюдались линии, относящиеся к более короткопериодным изотопам гадолиния, изученным нами в других исследованиях.

2. Спектр конверсионных электронов Gd^{153}

Обзор литературных данных по Gd^{153}

Радиоактивный изотоп Gd^{153} впервые был получен Фаянсом и Фойгтом [3] в 1941 г. по реакции Eu (d, 2n). Эта реакция наблюдалась и в других работах [4, 5]. Gd^{153} может быть получен также по реакции (n, γ) на Gd^{152} [5—7], содержащемся в природной смеси изотопов (в количестве 0,2%). Идентификация массового числа была подтверждена масс-спектрографически [6].

Период полураспада Gd^{153} тщательно измерялся только в одной работе [5] и оказался равным $T = 236$ дням.

Распад Gd^{153} происходит путем захвата атомных K- и L-электронов и приводит к образованию Eu^{153} в различных энергетических состояниях (схема распада приведена ниже на рис. 3). Обнаружены γ-переходы с энергиями: 70, 97 и 103 keV [7—9]. Изучение распада Gd^{153} облегчается тем, что то же конечное ядро, Eu^{153}, получается и в случае β^--распада Sm^{153}, хорошо исследованного. При распаде $Sm^{153} \rightarrow Eu^{153}$ наблюдаются ядерные переходы с энергиями 70, 84, 103, 173, 545 и ~600 keV [10—12].

Уровни Eu^{153} изучались также методом кулоновского возбуждения [13—16]. При этом у Eu^{153} обнаружена вращательная система уровней с энергиями 82 и 187 keV и γ-переходы между ними 82, 105 и 187 keV.

Из измеренного отношения интенсивностей L- и K-захватов была рассчитана полная энергия распада $Gd^{153} \rightarrow Eu^{153}$, оказавшаяся равной ~190÷225 keV [17—20].

Измерения и результаты для Gd^{153}

Первые же серии измерений конверсионного спектра показали, что в нем содержатся линии, принадлежащие нескольким изотопам Gd, имеющим различные периоды полураспада. Чтобы разделить линии по изотопам, производились последовательные измерения спектра через некоторые промежутки времени и наблюдалось изменение высот пиков. Снятый через полгода спектр содержал еще сильные K- и L-конверсионные линии переходов с энергиями 115 и 155 keV, возбуждающихся при распаде $Gd^{146} \rightarrow Eu^{146}$ с периодом 45 дней. В спектре, полученном спустя 1 год (рис. 1), остались преимущественно конверсионные линии, принадлежащие изотопам с периодами полураспада 100÷200 дней. Кривые ослабления интенсивности медленно изменяющихся пиков изображены на рис. 2 в полулогарифмическом масштабе. Из этого рисунка видно, что часть конверсионных линий характеризуется периодом полураспада около 200 дней. Соответствующие этому периоду переходы имеют энергии 70, 84, 97 и 103 keV. Сравнение с литературными данными позволяет сделать вывод о том, что рассматриваемая часть конверсионного спектра принадлежит Gd^{153}.

Измерение энергий указанных переходов в Eu^{153} могло быть сделано нами с хорошей точностью благодаря наличию в данной области конверсионного спектра линий с точно известными энергиями: линий оже-электронов $K - L_1L_1$ $E = 32{,}38$ keV и $K - L_1M_1$ $E = 38{,}64$ keV, а также K- и L_1-конверсионных линий перехода $103{,}27 \pm 0{,}002$ keV [21]. Результаты наших измерений энергии переходов и сравнение с данными последних работ приведены в табл. 1.

Таблица 1

Энергия некоторых ядерных переходов в Eu^{153}

Авторы, год	Метод	Энергия перехода, keV			
		70	84	97	103
Ретледжс и др., 1952 [22]	Sm^{153}, магн. сп.	69,8	—	—	103,4
Грахам и др., 1954 [23]	Sm^{153}, магн. сп.	$69{,}0 \pm 0{,}4$	—	—	$102{,}5 \pm 0{,}5$
Ли и др. 1954 [24]	Sm^{153}, магн. линза	$69{,}1 \pm 0{,}2$	—	—	$102{,}7 \pm 0{,}3$
Черч и др., 1954 [9]	Gd^{153}, магн. сп.	$69{,}4\ (\pm 0{,}5)$	—	$97{,}3\ (\pm 0{,}5)$	$103{,}1\ (\pm 0{,}5)$
Марти и др., 1954—1956 [11, 17, 25]	Sm^{153}, Gd^{153}, магн. сп.	69	Sm^{153}, 84	$98 \pm 0{,}5$	103
Андерсон, 1956 [21]	Sm^{153}, дифракц.	—	—	—	$103{,}27 \pm 0{,}02$
Данная работа, 1957	Gd^{153} магн. сп.	$69{,}8 \pm 0{,}2$	$83{,}6 \pm 0{,}3$	$97{,}4 \pm 0{,}1$	103,27 (принято)

Переходы с энергиями 69,8, 97,4 и 103 keV несомненно относятся к Eu^{153}. Следует сделать несколько замечаний о переходе с энергией 84 keV, а также о не наблюдавшихся в данной работе переходах с энергиями 173, 545 и ~600 keV.

Переход с энергией 84 keV в Eu^{153} наблюдался нами только по слабым L- и M-конверсионным линиям. Линия K-84 должна находиться в спектре между группами оже-электронов $K - LL$ и $K - LM$ и, по-видимому, вследствие своей малой интенсивности не видна. Названные L- и M-конверсионные линии могут иметь и различные другие интерпретации. Определение периода полураспада в случае этих линий не очень точны вслед-

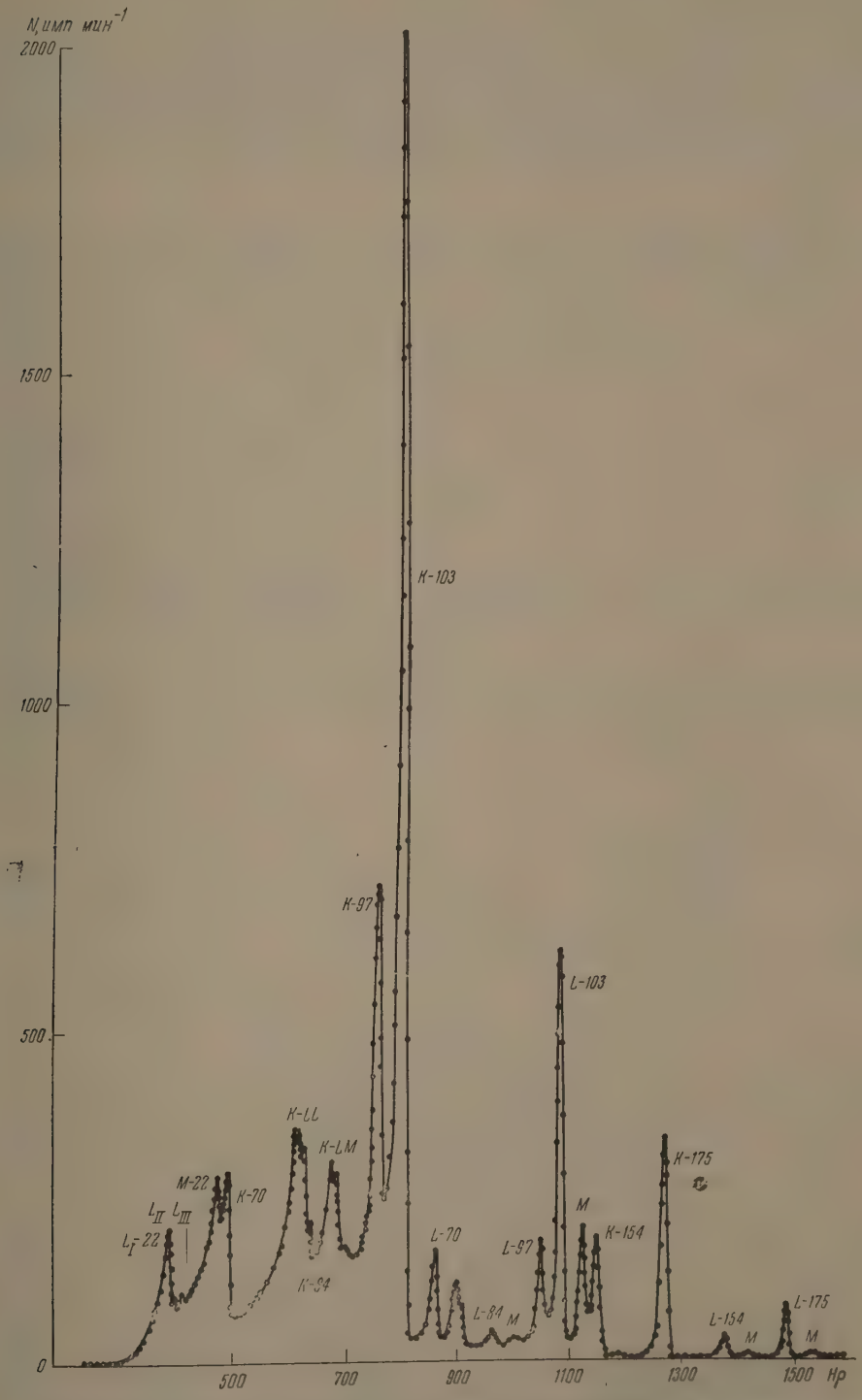


Рис. 1. Экспериментальная кривая (без поправок) спектра конверсионных электронов, принадлежащих изотопам Gd^{151} и Gd^{153}. Спектр снят спустя 13 месяцев после конца облучения

ствие их малой интенсивности ($T = 160 \pm 40$ дней). Поэтому указанная выше интерпретация носит предположительный характер и основана главным образом на том, что переход 84 keV наблюдается при распаде $Sm^{153} \rightarrow Eu^{153}$ [11], а также возникает при кулоновском возбуждении Eu^{153}. Однако нельзя исключить того, что данный переход принадлежит Eu^{151} или какому-нибудь другому изотопу.

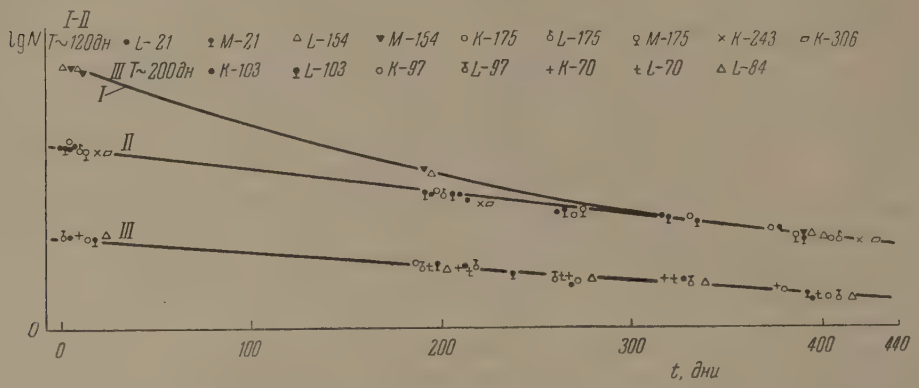


Рис. 2. Кривые ослабления интенсивности пиков в полулогарифмическом масштабе: *I* — сложная кривая распада с $T_1 = 45$ дней и $T_2 = 120$ дней, *II* — кривая распада с $T = 120$ дней, *III* — кривая распада с $T = 200$ дней

Относительно перехода с энергией 173 keV следует отметить, что вследствие его малой интенсивности ни в одной из работ не наблюдались соответствующие ему конверсионные электроны. Согласно имеющимся оцен-

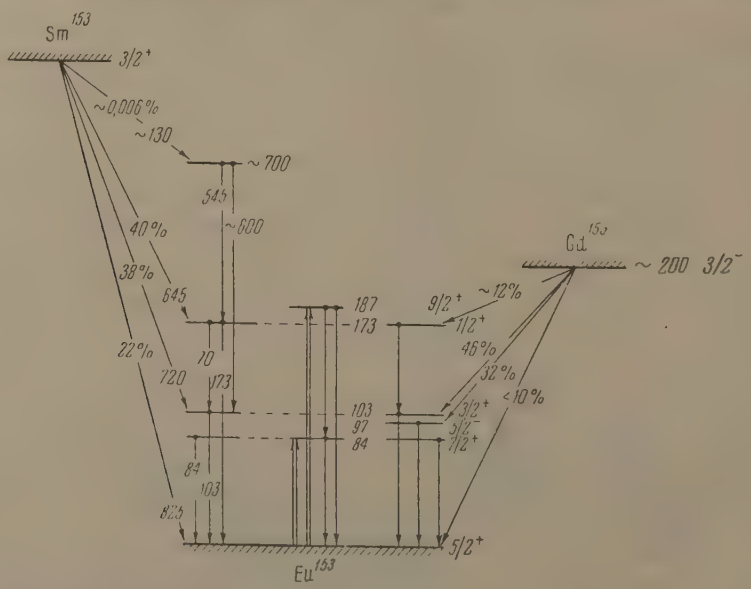


Рис. 3. Схема распада $Gd^{153} \rightarrow Eu^{153}$. В средней части схемы приведены уровни и переходы, возникающие при кулоновском возбуждении

кам [12], полная интенсивность перехода 173 keV составляет 0,07% от интенсивности перехода 70 keV. Поэтому наблюдающиеся в нашем конверсионном спектре интенсивные линии перехода 175 keV не могут быть отнесены к Gd^{153}. Линии перехода 173 keV Eu^{153} могут составлять лишь небольшую примесь.

Переходы с энергиями 545 и ~600 keV не могут возбуждаться при распаде Gd^{153} (см. схему распада на рис. 3).

Определение относительных интенсивностей конверсионных линий в нашем спектре не могло быть сделано очень точно вследствие искажения формы линий, вызванного рассеянием и торможением электронов. Наши результаты и их сравнение с литературными данными приведены в табл. 2.

Таблица 2

Относительные интенсивности конверсионных линий для ядерных переходов в Eu^{153}

Автор, год	Метод	Переходы			
		70 keV	84 keV	97 keV	103 keV
Михелич. 1952 [26]	Sm^{153}, магн. сп.	$K:L\approx 3{,}5$ $L_1:L_2:L_3\approx 20:1:1$	—	—	$K:L\approx 6{,}5$ $L_1:(L_2+L_3)=$ $=43:2{,}3$
Грахам и др. 1954 [23]	Sm^{153}, магн. сп.	$K:L>4{,}6$	—	—	$K:L\geqslant 6{,}1$
Ли и др., 1954 [24]	Sm^{153}, магн. линза	$K:L=$ $=3{,}8\begin{cases}+2{,}5\\-1{,}5\end{cases}$	—	—	$K:L=$ $=6{,}2\pm 1{,}5$
Марти, 1954—1955 [11, 25]	Sm^{153}, магн. сп.	$K:L:M=$ $=>13:1:0{,}3$	$K:K_{103}\sim 0{,}01$ $L:L_{103}\sim 0{,}04$ $(K:L\sim 1{,}5)$	—	$K:L=$ $=6{,}2\pm 0{,}3$ $L:M=$ $=4{,}5\pm 0{,}5$
Гупта и др., 1956 [19]	Gd^{153}, сцинтил. сп.	—	—	Для суммы двух γ-линий	$K:(L+M)\sim 5$
Марти и др., 1956 [17]	Gd^{153}, магн. сп.	— $K:L>4{,}5$	—	$K:K_{103}=$ $=0{,}25\pm 0{,}05$ $K:L$ велико	1 $K:L=$ $=6{,}0\pm 0{,}5$
Данная работа, 1957	Gd^{153}, магн. сп.	$K:K_{103}=$ $=0{,}32\pm 0{,}07$ $K:L=6\pm 1$	$K:K_{103}\leqslant 0{,}01$ $K:L\leqslant 1$ $L:L_{103}=$ $=0{,}05\pm 0{,}01$ $L:M=$ $=4\pm 1$	$K:K_{103}=$ $=0{,}24\pm 0{,}03$ $K:L=6{,}9\pm 0{,}5$	1 $K:L=$ $=6{,}4\pm 0{,}3$ $L:M=$ $=5\pm 1$

Обсуждение результатов по Gd^{153}

Приведенные в табл. 2 данные о соотношениях между коэффициентами внутренней конверсии на различных атомных оболочках позволяют высказать суждения о мультипольностях ядерных переходов в Eu^{153}.

В случае перехода 103,3 keV величина отношения $K:L=6{,}4\pm 0{,}3$ показывает, что этот переход относится преимущественно к типу $M1$ (возможно, с небольшой примесью $E2$) или к типу $E1$. Отношение $L_1:(L_2+L_3)\approx 18$, найденное Михелич [26], значительно лучше отвечает $M1$ (~10), чем $E1$ (~3) и не подходит для $E2$ (~0,1). На основании указанных данных переход 103,3 keV следует отнести к $M1$ (не исключена небольшая примесь $E2$). Интересно сопоставить эти результаты с теми выводами, которые можно сделать из рассмотрения абсолютной величины коэффициента внутренней конверсии.

В литературе имеются данные о значениях α_K для ядерных переходов в Eu^{153}, полученные из изучения распада Sm^{153} и Gd^{153}. Данные последних работ приведены в табл. 3.

Как видно из этой таблицы, для перехода 103,3 keV величины $\alpha_{K\text{-}103}$ группируются около двух значений — 1,2 и 0,65. В связи с этим следует отметить, что последнее значение получилось главным образом в экспериментах с Gd^{153}, в которых, однако, не учитывались γ-лучи 97 keV

Поэтому на самом деле измерялся некоторый средний коэффициент конверсии $\bar{\alpha}_K$ (приняв $\alpha_{K\text{-}103} = 1{,}2$ и $\alpha_{K\text{-}97} = 0{,}3$, можно рассчитать, что $\bar{\alpha}_K \approx 0{,}7$). В то же время в опытах с Sm^{153} мешающая γ-линия 97 keV отсутствует, измерения $\alpha_{K\text{-}103}$ являются более надежными, а соответствующее значение $\alpha_{K\text{-}103} = 1{,}2 \pm 0{,}2$ — более правильным. Теоретические значения $\alpha_{K\text{-}103}$ для разных мультиполей, согласно таблицам Слива и Банд [28],

Таблица 3

Значения α_K, для переходов 70, 103 и 97 keV в Eu

Автор, год	Переходы		Метод
	70 keV	103 keV	
Ли и др., 1954 [24]	—	0,62±0,15	Sm^{153}, магн. сп.
Грахам и др., 1954 [23]	5,7±1,0	—	
Макгоуэн, 1954 [8]	3,8±0,2	1,14±0,20	Sm^{153}, сцинтил. сп.,
Марти 1955 [25]	—	1,2±0,1	
Дюбей и др., 1956 [12]	4,4±0,4	1,19±0,15	X — γ-совпадения
Коген и др., 1955 [27]	—	1,2	
Батачерджи и др., 1956 [18]	—	0,67±0,12	Gd^{153} сцинтил. сп.,
Гупта и др., 1956 [19]	—	0,61±0,03	X — γ-совп. или сп.
Бизи и др, 1956 [20]	—	0,70±0,03	конв. электр.
Марти и др., 1956 [17]	Для перехода 97 keV $\alpha_K = 0{,}3 \pm 0{,}1$		

равны $\alpha_1 = 0{,}29$, $\alpha_2 = 1{,}1$, $\alpha_3 = 4{,}2$, $\beta_1 = 1{,}4$, $\beta_2 = 12$. Близость экспериментального значения $\alpha_{K\text{-}103} = 1{,}2$ к теоретическим для α_2 и β_1 подтверждает сделанный выше вывод о том, что переход 103,3 keV Eu^{153} является переходом $M1$ с примесью $E2$.

В случае перехода 97,4 keV величина отношения $K : L = 6{,}9 \pm 05$ показывает, что этот переход относится к типу $M1$ или $E1$. Приведенное в табл. 3 абсолютное значение коэффициента конверсии $\alpha_{K\text{-}97} = 0{,}3 \pm 0{,}1$ хорошо согласуется с теоретическим 0,26 для $E1$ и совершенно не совместимо с предположением о магнитном характере перехода $M1$. Указанное значение $\alpha_{K\text{-}97}$ было получено Марти и Верньe [17], которые путем сравнения γ-спектров Sm^{153} и Gd^{153} нашли

$$I_{\gamma\text{-}97} : I_{\gamma\text{-}103} = 1{,}0 \pm 0{,}3$$

и рассчитали отсюда по значению $\alpha_{K\text{-}103}$ значение $\alpha_{K\text{-}97}$.

В случае перехода 83,6 keV отношение $K : L \sim 1$ указывает скорее всего на то, что мы имеем дело с переходом типа $E2$, возможно с примесью $M1$. Если этот переход принадлежит Eu^{153}, то можно отметить хорошее согласие с результатами, полученными по методу кулоновского возбуждения [15, 16], согласно которым уровень 83,6 keV Eu^{153} является первым уровнем основной ротационной полосы, и, следовательно, его спин отличается от спина основного состояния на $\Delta I = 1$ и четности уровней одинаковы. Кроме того, согласно новой работе [16] по кулоновскому возбуждению Eu^{153}, в которой γ-переходы наблюдались по конверсионным электронам, для отношения $K : L$ в случае перехода 83 keV также было получено значение ~ 1. На этом основании авторы заключили, что в смеси $M1 + E2$ переход типа $M1$ составляет $\sim 25\%$ и $E2 \sim 75\%$.

В случае перехода 69,8 keV величина отношения $K : L = 6 \pm 1$ свидетельствует о том, что данный переход является скорее всего смесью $M1 + E2$. Этот вывод подтверждается также величиной отношения $L_1 : L_2 : L_3 = 20 : 1 : 1$, поскольку близость значений α_{L_2} и α_{L_3} типична для электрических переходов, а большое значение α_{L_1} характерно для $M1$.

Данные об абсолютном значении коэффициента конверсии α_{K-70} говорят в пользу высказанного предположения. Действительно, среднее экспериментальное значение $\overline{\alpha_{K-70}} = 4{,}6 \pm 0{,}7$ (см. табл. 3) при сравнении с теоретическими значениями коэффициентов внутренней конверсии по Сливу (70 keV : $\alpha_1 \approx 0{,}6$; $\alpha_2 \approx 2{,}8$; $\beta_1 \approx 4{,}5$) показывает, что переход относится к типу $M1$ или, если учесть большую погрешность в значении α_K, к $M1 + E2$.

Таблица 4

Данные к определению мультипольности переходов в Eu^{153}

Энергия перехода, keV	Экспериментальное значение K/L и α_K	Теоретические значения K/L и α_K для разных мультипольностей					Возможные мультипольности	Вывод
		$E1$	$M1$	$E2$	$M2$	$E3$		
				K/L				
69,8	6 ± 1	6,6	6,5	0,8	3,2	0,05	$E1$, $M1$, $M1 + E2$	$M1$
97,4	$6{,}9 \pm 0{,}5$	6,8	6,5	1,4	3,8	0,24		$E1$
103,3	$6{,}4 \pm 0{,}3$	6,8	6,5	1,6	3,9	0,30		$M1$ или $M1 + E2$
				α_K				
69,8	4,6	0,60	4,5	2,8	44	8,2	$M1$	
97,4	0,3	0,26	1,7	1,2	15	5,0	$E1$	
103,3	1,2	0,22	1,4	1,1	12	4,2	$M1$, $E2$, $M1 + E2$	

Обсуждавшиеся выше данные, касающиеся мультипольности ядерных переходов в Eu^{153}, сопоставляются в табл. 4.

Схема распада Gd^{153}

Схемы распада Sm^{153} и Gd^{153} в Eu^{153} (рис. 3) рассматривались в литературе и в основных чертах установлены [29]. В настоящей работе были сделаны некоторые уточнения, касающиеся интенсивностей переходов при распаде $Gd^{153} \rightarrow Eu^{153}$.

Спин основного состояния Eu^{153} измерен и, в согласии со схемой Нильсона, равен $^5/_2{}^+$.

Наличие уровней Eu^{153} с энергиями 103,3, 173 и $\sim$700 keV установлено надежно, оно вытекает из комплекса исследований β^-- и γ-излучений Sm^{153}.

Уровни основной вращательной полосы 84 и 187 keV установлены на основании исследования кулоновского возбуждения с обогащенными изотопами Eu^{151} [15] (спины этих уровней $^7{}_2{}^+$ и $^9{}_2{}^+$ соответственно).

Мультипольность перехода 103,3 keV ($M1 + E2$) и рассмотрение схемы Нильсона свидетельствуют о том, что уровень 103,3 keV есть уровень последовательного возбуждения $^3{}_2{}^+$. Мультипольность перехода 69,8 keV ($M1 + E2$) и очень малая интенсивность прямого перехода 173 keV в основное состояние ($\sim 7 \cdot 10^{-4}$ от интенсивности перехода 70 keV [12]), а также сравнение со схемой Нильсона делают возможным предположение о том, что уровень 173 keV есть уровень последовательного возбуждения $^1{}_2{}^+$.

Указанное распределение спинов более или менее удовлетворительно согласуется с данными по β^--распаду Sm^{153}, если из возможных по схеме Нильсона значений спина приписать ядру $_{62}Sm_{91}^{154}$ спин $^3{}_2{}^+$. В этом случае β^--переходы на уровни 0 keV $^5/_2{}^+$, 103 keV $^3{}_2{}^+$ и 173 keV $^1{}_2{}^+$ будут затрудненными разрешенными переходами ($\Delta I = 0, +1$, нет) с повышенными

значениями $\lg ft = 7{,}3$, 7,1 и 6,8 соответственно [11, 12]. Переход на уровень 84 keV будет запрещенным.

При распаде Gd^{153} излучается дополнительная по сравнению с распадом Sm^{153} γ-линия 97,4 keV [8]. Она должна отвечать отдельному уровню Eu^{153} такой же энергии, так как эти γ-лучи дают только X – γ-совпадения и не дают γ – γ-совпадений [8,17]. Четность этого уровня противоположна четности основного состояния (переход $E1$). По схеме Нильсона его можно интерпретировать как «дырочный» уровень $^5/_2^-$. Дырочный характер этого уровня объясняет отсутствие γ-переходов на него с лежащих выше уровней Eu^{153}. Отсутствие β^--перехода заметной интенсивности из Sm^{153} на уровень 97,4 keV Eu^{153} может быть объяснено тем, что такой переход является запрещенным первого порядка ($\Delta I = 1$, да).

Энергия распада $Gd^{153} \rightarrow Eu^{153}$ определялась различными авторами из отношения интенсивностей L- и K-захватов, поскольку конкуренция между этими двумя процессами зависит от освобождающейся энергии. Получены следующие значения полной энергии распада:

$$225 \begin{cases} +18\,[19], \sim 222\,[17], \sim 220\,[18] \text{ и } 187 \pm 3\,[20] \text{ keV}. \\ -13 \end{cases}$$

При этом оказалось, что переход в основное состояние Eu^{153} малоинтенсивен. По данным различных авторов интенсивность этого перехода составляет: $< 10\%$ [27], $\sim 25\%$ [19], $< 3\%$ [20] и предполагается даже $\sim 0\%$ [18]. Из этих данных можно, по-видимому, заключить, что интенсивность перехода на основной уровень $< 10\%$, $\lg ft > 7{,}5$. Уровень 173 keV возбуждается с интенсивностью $\sim 12\%$, $\lg ft$-4,7. Наиболее сильно возбуждаются уровень 103,3 keV с интенсивностью $\sim 46\%$, $\lg ft$-5,9 и уровень 97,4 keV с интенсивностью $\sim 32\%$, $\lg ft$-6,2. Первый ротационный уровень основной полосы 84 keV — самый низкий из известных уровней Eu^{153} — возбуждается слабо, интенсивность его $\sim 0{,}6\%$; его возбуждение связано скорее всего с ядерными переходами в Eu^{153}.

Для объяснения полученных значений $\lg ft$ можно предположить, что спин Gd^{153} равен $^3/_2^-$. Деформация ядра Gd^{153}, имеющего 89 нейтронов, по-видимому, составляет $\delta \sim 0{,}2$, и, согласно схеме Нильсона, такое значение спина возможно. В этом случае переходы на уровни 173 keV $^1/_2^+$, 103 keV $^3/_2^+$ и основной $^5/_2^+$ будут запрещенными первого порядка ($\Delta I = 1, 0, 1$ соответственно; да), а переход на уровень 97,4 keV $^5/_2^-$ ($\Delta I = 0$, нет) разрешенным. Значения $\lg ft$ для наблюденных переходов укладываются в разброс значений $\lg ft$, принятый в литературе для разрешенных и запрещенных в первом порядке переходов.

3. Спектр конверсионных электронов Gd^{151}

Обзор литературных данных по Gd^{151}

Радиоактивный изотоп Gd^{151} впервые был получен Хайном и Фойгтом [5] в 1950 г. при бомбардировке европия дейтонами с энергией 20 MeV. Авторы наряду с 230-дневной активностью Gd^{153}, получавшегося по реакции Eu^{153} (d, 2n), обнаружили по γ-лучам с энергией $h\nu \sim 265$ keV также активность с периодом полураспада $T \sim 150$ дней. Эту активность авторы приписали Gd^{151}, возникающему по реакции Eu^{151} (d, 2n). Значение периода основано на измерениях (по методу поглощения) отношения интенсивностей γ-линий 103 (Gd^{153}) и 265 keV, производившихся в течение более 600 дней. Авторы нашли, что распад Gd^{151} происходит путем захвата атомных электронов, в результате чего образуется Eu^{151}.

Из распада Sm^{151} известен уровень Eu^{151} с энергией 19 ÷ 22 keV [30 — 32], а из кулоновского возбуждения [15] — уровни 195 и 304 keV и переходы между ними с энергиями 110, 195 и 304 keV.

После того как настоящая работа уже была закончена, появилось сообщение Бизи и др. [33], наблюдавших γ-лучи Gd^{151} с энергиями 21,3, 80, 144, 155, 176, 240 и 299 keV; в то же время в новой работе [16] по кулоновскому возбуждению Eu^{151} подтверждены ранее найденные переходы и обнаружен дополнительный ядерный переход 284 keV.

Измерения и результаты по Gd^{151}

В полученном нами спектре конверсионных электронов длиннопериодной активности, содержащейся в гадолиниевой фракции, после вычитания линий Gd^{153} осталось еще большое число других линий.

На рис. 4 представлен начальный участок спектра до энергии 23 keV. Верхняя и нижняя кривые сняты с интервалом времени 1 год. Прежде всего укажем на то, что энергии первых четырех конверсионных пиков 13,6, 14,1, 14,7 и 19,9 keV имеют разности, хорошо отвечающие разностям энергий L_1-, L_2-, L_3- и M-атомных оболочек Eu; на основании этого можно заключить, что перечисленные пики соответствуют конверсии ядерного перехода с энергией $21{,}7 \pm 0{,}3$ keV на указанных оболочках Eu. Далее, из сопоставления верхней и нижней кривых видно, что высоты пиков L_1-22 и M_1-22 быстрее уменьшаются с временем, чем высота пика K-70, относящегося к Gd^{153}. На рис. 2 представлены кривые распада, построенные по убыванию высот пиков с временем. Точки, отвечающие пикам L_1-22 и M_1-22, ложатся на кривую, соответствующую значению $T = 120 \pm 20$ дней, который значительно короче, чем период полураспада Gd^{153} (~200 дней). Следовательно, переход 21,7 keV не может относиться к распаду Gd^{153}.

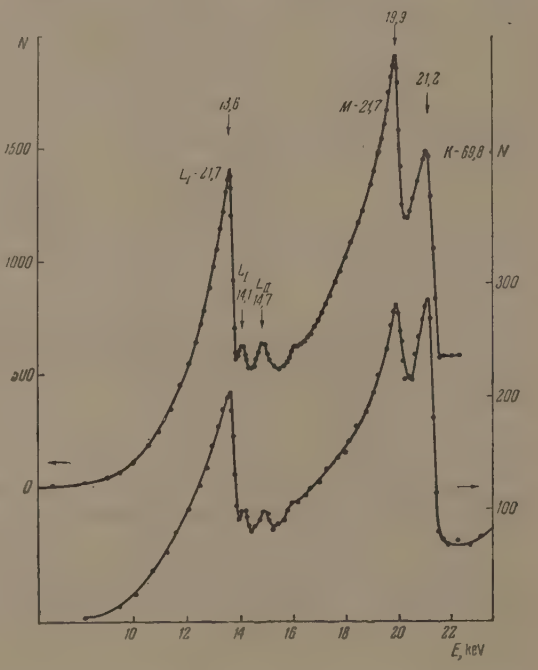


Рис. 4. Начальный участок спектра конверсионных электронов длиннопериодной активности гадолиниевой фракции до энергии 23 keV (экспериментальные кривые без поправок). Верхняя и нижняя кривые сняты с интервалом в 1 год.

Как указывалось, по литературным данным [30—32], при распаде $Sm^{151} \rightarrow Eu^{151}$ возбуждается уровень Eu^{151} при энергии 19 ÷ 22 keV. Отсюда мы заключили, что наблюденный нами переход 21,7 keV возбуждается при распаде $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$. Это заключение находится в полном согласии с новой работой Бизи и др. [33], изучавших распад $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$. Установление принадлежности перехода с энергией 21,7 keV Eu^{151} и определение соответствующего периода полураспада были для нас очень важны, так как позволили произвести анализ остальной части спектра конверсионных электронов гадолиниевой фракции и идентифицировать линии Gd^{151}.

В нашем спектре конверсионных электронов (рис. 1) содержится группа линий, которые мы интерпретировали как K-, L- и M-конверсионные линии перехода с энергией 154,5 + 0,5 keV в Eu^{151}. Изучение этого перехода было затруднено двумя обстоятельствами. Во-первых, оказалось, что

наш спектр содержал конверсионные линии двух очень близких по энергии переходов $E_\gamma \sim 155$ keV, из которых один принадлежит Eu^{151}, а другой Eu^{146}, являющемуся продуктом распада Gd^{146} с периодом $T = 45$ дней. Данные по распаду Gd^{146} будут опубликованы нами в другой работе. Во-вторых, K-конверсионные линии рассматриваемых переходов долгое время закрывались сильной L-конверсионной линией перехода 115 keV, принадлежащего тому же Eu^{146}. Изучение высот пиков L-155 и M-155 дало сложную кривую распада (рис. 2). Выяснилось, что начальное значение $T \geqslant 50$ дней возрасло впоследствии до $T = 100 \pm 30$ дней. Последнее обстоятельство позволило нам заключить, что распад $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$ сопровождается γ-излучением с энергией 155 keV. Конверсионный спектр, снятый спустя 1 год после начала измерений (рис. 1), содержит почти чистые конверсионные линии перехода 155 keV Eu^{151}.

Далее, в нашем спектре (рис. 1) наблюдаются K-, L- и M-конверсионные линии перехода с энергией $174{,}8 \pm 0{,}3$ keV. Кривые распада, построенные по высотам пиков, дали значение $T = 120 \pm 20$ дней, и мы отнесли этот переход к распаду $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$. Вполне возможно, что на указанные линии накладываются малоинтенсивные конверсионные линии перехода с энергией 173 keV в Eu^{153}.

Хотя мы не обнаружили наблюдавшихся Хайном и Фойгтом γ-лучей с энергией 265 keV (тех самых, по которым был открыт Gd^{151}), однако в нашем конверсионном спектре содержатся слабые линии, отвечающие переходам с энергиями 243 ± 1 и 306 ± 1 keV (рис. 5). Период полураспада, определенный по высотам пиков K-243 и K-306, оказался равным $T = 120 \pm 30$ дней, и мы отнесли указанные переходы к распаду $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$. Вероятно, группа жестких γ-линий 155, 175, 243 и 306 keV обусловлена наблюденными Хайном и Фойгтом γ-лучами со средней энергией ~ 235 keV. Наши данные об энергиях ядерных переходов в Eu^{151} и результаты других работ приведены в табл. 5.

Таблица 5

Энергии ядерных переходов в Eu^{151} по данным различных авторов

γ-Переход, keV	Распад $Sm^{151} \rightarrow Eu^{151}$			Кулоновское возбуждение Eu^{151}		Распад $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$	
	Шарф-Гольдгабер и др. [30]	Вильсон и др. [31]	Ачор и др. [32]	Гайденбург и др. [15]	Класс и др. [16]	Бизи и др. [33]	Данная работа
22	21	19	22	—	—	$21{,}3 \pm 0{,}2$	$21{,}7 \pm 0{,}3$
80	—	—	—	—	—	80	(84)
110	—	—	—	110	111	—	—
144	—	—	—	—	—	(~144)	—
155	—	—	—	—	—	155	$154{,}5 \pm 0{,}5$
175	—	—	—	—	—	176	$174{,}8 \pm 0{,}3$
195	—	—	—	195	193	—	—
243	—	—	—	—	—	230	243 ± 1
284	—	—	—	—	284	—	—
300	—	—	—	304	304	299	306 ± 1

Как видно из этой таблицы, полученные в настоящей работе результаты во многом хорошо согласуются с результатами упомянутой выше работы Бизи и др. [33]. Расхождение наших результатов с результатами Бизи касается прежде всего интерпретации перехода 84 keV, который был отнесен нами к Eu^{153} (см. стр. 136). В настоящее время, однако, мы не располагаем достаточными данными, чтобы с полной определенностью установить принадлежность рассматриваемого перехода, и не можем исключить той возможности, что он относится к Eu^{151}. Кроме того, в нашем конверсионном спектре не видны линии перехода 144 keV. По нашей оценке, если этот переход существует, то высота конверсионной линии L-144 составляет меньше 5% от высоты конверсионной линии L-155.

Полученный нами конверсионный спектр Gd^{151} позволяет произвести оценку относительных интенсивностей конверсионных линий. В табл. 6 приводятся наши результаты и данные других авторов.

Точному определению относительных интенсивностей конверсионных линий, к сожалению, препятствует необходимость внесения различных поправок для каждого из переходов. В случае перехода 21,7 keV данные

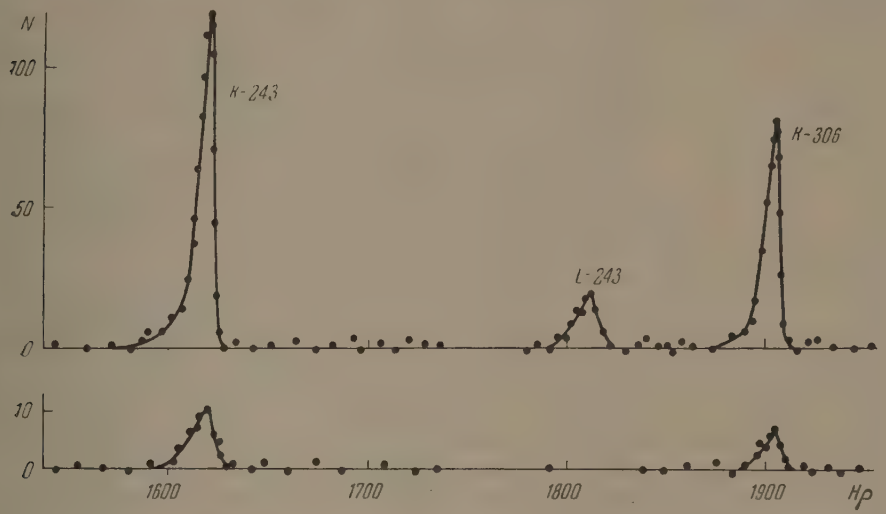


Рис. 5. Экспериментальная кривая участка спектра конверсионных электронов большой энергии (200 ÷ 300 keV). Верхняя и нижняя кривые сняты с интервалом времени 1 год

носят лишь ориентировочный характер из-за трудностей работы с электронами малых энергий и из-за больших поправок. В случае линий перехода 154,5 keV мешающее влияние оказывают примеси других линий. На линии перехода 174,8 keV, по-видимому, накладываются слабые линии перехода 173 keV Eu^{153}. Линии переходов 243 и 306 keV являются слабыми, и поэтому определение их относительных интенсивностей не может быть сделано точно. Кроме того, линия L-243, возможно, содержит также линию K-284.

Обсуждение результатов по Gd^{151}

Приведенные в табл. 6 данные об отношениях коэффициентов внутренней конверсии на различных атомных оболочках позволяют сделать некоторые заключения относительно мультипольности ядерных переходов.

В случае перехода с энергией 21,7 keV сравнение экспериментальных значений указанных отношений ($L_1 : L_2 : L_3 \sim 10 : 1 : 1$) с теоретическими показывает, что данный переход может быть вероятнее всего смесью $M1 + E2$, так как пик L_1 значительно больше, чем пики L_2 и L_3 и в то же время $L_3 \sim L_2$. Если касаться других возможностей, то можно было бы говорить только о $E1$, но при этом должно бы иметь место $L_1 \sim L_2 \sim L_3$, что не выполняется. Тот факт, что пик M соответствует конверсии на оболочке M_1, подтверждает вывод о смеси $M1 + E2$ и не совместим с предположением о $E1$. Абсолютная величина коэффициента конверсии $\alpha_L \sim 12$ [32] подкрепляет идентификацию рассматриваемого перехода как $M1$ или смеси $M1 + E2$.

В случае перехода с энергией 155 keV разброс значений $K : L = 6{,}5 \pm 0{,}6$ допускает его идентификацию как перехода $E1$, $M1$ или как смесь $M1 + E2$.

Таблица 6

Относительные интенсивности конверсионных линий для ядерных переходов в Eu^{151}

Автор, год	Метод	21,7 keV	155 keV	175 keV	193 keV	243 keV	284 keV	~300 keV
Ачор и др., 1957 [32]	Sm^{151}, магн. сп.	$L:(M+N)=1{,}8$ $M:N\sim 6$	—	—	—	—	—	—
Бизи и др., 1957 [33]	Gd^{151}, магн. сп.	—	$K:L>10$	$K:L\approx 4{,}8$	—	$K:L\approx 1$	—	—
Класс и др., 1957 [16]	Кулон. возбужд. Eu^{151}, конв. электр.	—	—	—	$K:K_{306}\approx 1$ $K:L=3{,}1$	—	$K:K_{306}\approx 0{,}15$ $(K:L>5)$	$1{,}00$ $K:L=6{,}5$
Данная работа	Gd^{151}, магн. сп. (кэртон)	$L_1:K_{175}\approx 12$ $L_1:L_2:L_3\sim$ $\sim 10:1:1$ $L_1:M_1\approx 2{,}5$	$K:K_{175}=$ $=0{,}46\pm 0{,}05$ $K:L=6{,}5\pm 0{,}6$	$1{,}00$ $K:L=4{,}9\pm 0{,}3$	—	$K:K_{175}=$ $=0{,}024\pm 0{,}005$ $K:L=6{,}3\pm 1{,}0$	—	$K:K_{175}=$ $=0{,}013\pm 0{,}002$

Можно произвести грубую оценку коэффициентов конверсии α_K, используя значение $\alpha_{L\text{-}22}$:

$$\alpha_K = \alpha_{L\text{-}22}\frac{K:L_{22}}{I_\gamma : I_{\gamma\text{-}22}}$$

и относительные интенсивности γ-линий по измерениям Бизи и др. [33] (табл. 7).

Для рассматриваемого перехода получаем $\alpha_{K\text{-}155}\approx 0{,}4$, что делает более вероятным предположение о $M1$ или $M1+E2$ (теоретические значения: $\alpha_2\approx 0{,}3$ и $\beta_1\approx 0{,}45$).

Отношение $K:L$ для перехода с энергией 175 keV, равное $4{,}9\pm 0{,}3$, совместимо с предположением о том, что данный переход относится преимущественно к типу $M2$. Это подтверждается большим значением коэффициента внутренней конверсии; последнее следует из того, что конверсионные линии имеют относительно большую интенсивность, а γ-излучение, по свидетельству Бизи и др. [33],— малую.

Разброс значений $K:L=6{,}3\pm 1{,}0$ для перехода с энергией 243 keV допускает его идентификацию как перехода $E1$ или $M1$, а также как смесь $M1+E2$. По грубой оценке, основанной на сравнении с данными для перехода 21,7 keV, $\alpha_{K\text{-}243}\approx 0{,}03$, что лучше всего отвечает $E1$ (теоретические значения: $\alpha_1\sim 0{,}02$, $\alpha_2\sim$ $\sim 0{,}09$ и $\beta_1\sim 0{,}13$).

В случае перехода с энергией 306 keV мы не наблюдали линии L-306, так как в нашем спектре она была закрыта конверсионными линиями от других изотопов Gd.

Относительно перехода с энергией 306 ± 1 keV естественно предположить, что это — тот же переход, который возникает при кулоновском возбуждении европия: во всех исследованиях этого вида наблюдаются γ-лучи с энергией ~300 keV [13—16]. Гайденбург и Теммер [15], имея в своем распоряжении обогащенные изотопы европия, наблюдали в случае Eu^{151} γ-линии с энергиями 110, 195 и 304 keV и установили существование уровней 195 и 304 keV. При этом оказалось, что переход с уровня 304 keV на основной интенсивнее перехода на уровень 195 keV ($h\nu =$

=110 keV) приблизительно в 10 раз. Соответственно конверсионные линии перехода 110 keV должны иметь в нашем спектре очень малую величину, и этим объясняется тот факт, что они не могли быть замечены на фоне других более сильных линий. То же можно сказать и о конверсионных линиях перехода 195 keV, если при распаде Gd^{151} уровень 195 keV не возбуждается непосредственно. В новой работе по кулоновскому возбуждению [16] γ-переходы в Eu^{151} наблюдались по конверсионным электронам. Указанные выше результаты были подтверждены. Дополнительно был обнаружен переход 284 keV, причем отношение интенсивностей конверсионных линий $K_{284} : K_{304} \approx \approx 0{,}15$. В нашем спектре конверсионные линии перехода 284 keV не наблюдаются. Возможно, это объясняется их малой интенсивностью и тем, что линия K-284 близка по энергии к линии L-243 (переход 243 keV при кулоновском возбуждении не возникает).

Таблица 7

Относительные интенсивности γ-линий Gd^{151} по данным [33]

$h\nu$, keV	$I_\gamma : I_{\gamma\text{-}22}$
22	1
155 (+175)	1,3
243	0,87
~300	0,065

Если наблюденный нами переход 306 keV идентичен с переходом 304 keV, возникающим при кулоновском возбуждении, то отношение $K : L \sim 6{,}5$ [16] и переход принадлежит, по-видимому, к типу $M1$ или $M1 + E2$. В то же время грубая оценка $\alpha_{K\text{-}306} \approx 0{,}2$, сделанная так же, как и в предыдущих случаях, показывает как будто, что переход соответствует более высокой мультипольности (теоретическое значение $\beta_1 \sim 0{,}075$). Следует отметить, что точность измерений интенсивности перехода в данном случае мала и не позволяет сделать определенный выбор между указанными возможностями.

Однако вполне возможно, что разность указанных выше значений энергий: 306—304=2 keV реальна и в нашем конверсионном спектре на-

Таблица 8

Данные к определению мультипольности перехода в Eu^{151}

Энергия перехода, keV	Экспериментальные значения K/L, α_K и $L_1 : L_2 : L_3$	Теоретические значения K/L, α_K и $L_1 : L_2 : L_3$					Возможные мультипольности	Вывод
		$E1$	$M1$	$E2$	$M2$	$E3$		
				K/L				
154,5	6,5±0,6	7,2	6,6	2,6	4,6	0,88	$E1$, $M1$; $M1 + E2$	$M1 + E2$
174,8	4,9±0,3	7,3	6,6	2,9	4,8	1,1	$M2$; $M1 + E2$	$M2$
243	6,3±1,0	7,5	6,7	3,8	5,2	1,7	$E1$, $M1$; $M1 + E2$	$E1$ $M1 + E2$
306	(~6,5 [16])	7,6	6,8	4,5	5,5	2,2	$M1$	$M1$
				α_K				
154,5	(~0,4)	0,075	0,46	0,34	2,9	1,3	$M1 + E2$	
174,8	Большой	0,050	0,32	0,23	2,3	0,90	$E2$ или выше	
243	(~0,03)	0,020	0,14	0,090	0,61	0,30	$E1$	
306	(~0,2)	0,012	0,076	0,039	0,30	0,11	$M1$, $M2$	
				$L_1 : L_2 : L_3$				
21,7	~10 : 1 : 1	~1,5 : 1 : 1,3	~11 : 1 : 0,14	~0,01 : 1 : 0,8	~14 : 1 : 8	~0,006 : 1 : 0,44	$M1$; $M1 + E2$	$M1 + E2$

блюдается не тот переход, который имеет место при кулоновском возбуждении. Во всяком случае можно сказать, что при распаде Gd^{151} в Eu^{151} и при кулоновском возбуждении последнего в основном возникают различные ядерные уровни и переходы.

Обсуждавшиеся выше данные, касающиеся мультипольностей переходов в Eu^{151}, собраны в табл. 8.

В заключение настоящего раздела приведем оценку относительных интенсивностей ядерных переходов в Eu^{151}, возбуждаемых при распаде Gd^{151}. В основу этой оценки положены наши данные об относительных интенсивностях конверсионных линий, данные Бизи и др. [33] о γ-лучах и значение $\alpha_{L\text{-}22}$ по Ачору и др. [32]. Для отношения полных интенсивностей переходов можно написать грубо ориентировочно:

$$I_{22} : I_{155} : I_{175} : I_{243} : I_{306} \approx 100 : 7 : 9 : 4 : 0{,}4.$$

Схема распада Gd^{151}

Впервые схема распада $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$ была предложена в работе Бизи и сотрудников [33]. В настоящей работе рассматриваются другие варианты схемы распада. Попутно делается предположение о спинах уровней Eu^{151}, известных из работ по кулоновскому возбуждению.

Ядро Gd^{151} имеет 87 нейтронов и должно быть, по-видимому, отнесено к классу сферических ядер. Поэтому следует думать, что его основное состояние описывается схемой Майер и согласно этой схеме принадлежит к типу $f_{7/2}$ или $h_{9/2}$ [34]. Мы предположим, что в случае Gd^{151} осуществляется состояние $f_{7/2}$, поскольку, как будет видно из дальнейшего, наблюдается распад заметной интенсивности на возбужденный уровень Eu^{151} со спином $^3/_2$.

Ядро Eu^{151} содержит 88 нейтронов и, по-видимому, также является сферическим. Ввиду этого естественно рассматривать систему его уровней с точки зрения одночастичной модели ядра.

Основное состояние Eu^{151} имеет спин $^5/_2$ (экспериментальное значение) и принадлежит к типу $d_{5/2}$.

Первый возбужденный уровень Eu^{151} имеет энергию 21,7±0,3 keV. Это наиболее убедительно доказывается данными, полученными из распада Sm^{151}. Путем β^--перехода с энергией ~ 75 keV ядро Sm^{151} переходит на основной уровень ядра Eu^{151} и путем слабо интенсивного β^--перехода (<1%) с энергией 53 keV на уровень с энергией 21,7 keV [32]. В процессе распада Gd^{151} этот уровень сильно возбуждается.

Для дальнейшего построения схемы уровней Eu^{151} нужно прежде всего принять во внимание наиболее интенсивные переходы 154,5±0,5 и 174,8±0,3 keV. При этом следует учесть, что разность энергий указанных переходов, равная 20,3±0,8 keV, меньше, чем энергия первого уровня 21,7±0,3 keV. Поэтому эти два перехода не могут идти с одного уровня 174,8 keV так, чтобы один из них (174,8 keV) приводил к основному состоянию Eu^{151}, а другой (154,5 keV) — к первому возбужденному уровню 21,7 keV. Кроме того, В. А. Сергиенко и др. [35], изучавшие e—e-совпадения на двойном магнитно-линзовом спектрометре, получили указания на то, что переходы с энергиями 22 и 175 keV находятся в каскаде. Таким образом, по-видимому, в Eu^{151} существует уровень с энергией возбуждения 196 keV.

Исходя из мультипольностей переходов с энергиями 22 keV ($M1 + E2$) и 175 keV ($M2$) и положив в основу схему Майер, мы интерпретировали уровень с энергией 22 keV как «дырочный» уровень $g_{7/2}$, а уровень с энергией 196 keV — как уровень «последовательного» возбуждения $h_{11/2}$. Как указывалось в литературе [36], переходы между последовательными и дырочными уровнями сильно запрещены. Однако в данном случае следует, по-видимому, признать, что наш переход с энергией 175 keV типа $M2$

на дырочный уровень 22 keV может успешно конкурировать с переходом типа $E3$ в основное состояние.

Дальнейшее построение схемы может быть сделано с меньшей определенностью, и мы рассмотрим два ее варианта.

Первый вариант схемы распада (рис. 6). Обратимся прежде всего к следующему по интенсивности переходу — с энергией

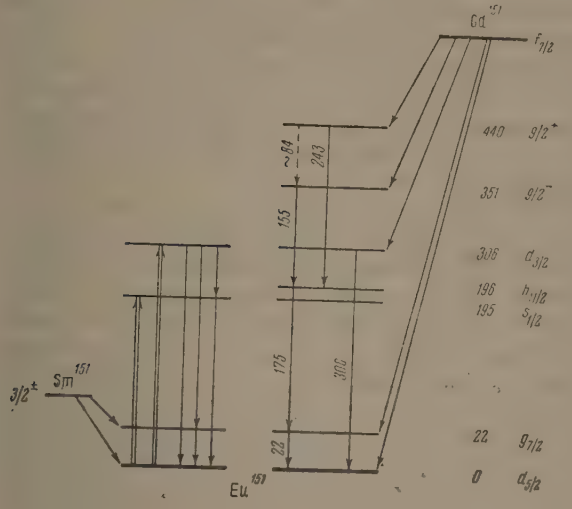


Рис. 6

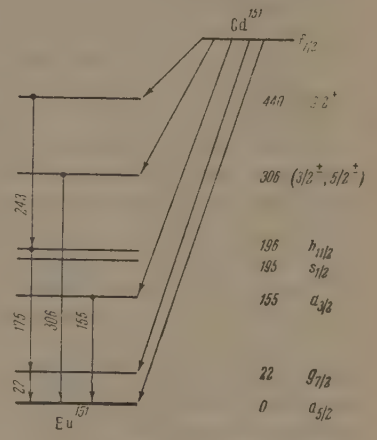


Рис. 7

Рис. 6. Первый вариант схемы распада $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$. В левой части рисунка приведены схемы кулоновского возбуждения и схема распада $Sm^{151} \rightarrow Eu^{151}$

Рис. 7. Второй вариант схемы распада $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$

155 keV. Близость значений полных интенсивностей ядерных переходов с энергиями 155 и 175 keV подсказывает, что они идут в каскаде. Таким образом, по-видимому, все три наиболее интенсивных перехода с энергиями 22, 175 и 155 keV образуют один каскад. Мы предположили соответственно, что ядро Eu^{151} имеет уровень с энергией возбуждения 351 keV. Спин этого уровня должен быть высоким, так как переход с энергией 155 keV относится к типу $M1 + E2$. Однако в рассматриваемой области схемы Майер нет больше близких уровней с высоким значением спина. Уровень с подходящим значением спина $h_{11/2}$ относится уже к другой оболочке. Поэтому трудно предположить, что уровень с энергией 351 keV является одночастичным уровнем,— по-видимому, он имеет какую-то другую природу. Согласно мультипольности перехода с энергией 155 keV следует считать, что это — уровень $^9/_2^-$.

При указанном значении спина переход с рассматриваемого уровня в основное состояние согласно схеме должен быть типа $M2$, и наш переход с энергией 155 keV ($M1 + E2$) на уровень 196 keV может успешно с ним конкурировать. Однако трудно объяснить успешную конкуренцию перехода $E_\gamma = 155$ keV с возможным по схеме переходом типа $E1$ на уровень с энергией 22 keV. Ссылка на дырочный характер нижнего уровня в этом случае, по-видимому, недостаточна, так как не ясна природа уровня с энергией 351 keV. Указанная здесь трудность и заставляет нас рассмотреть ниже второй вариант схемы распада. Пока продолжим описание схемы в первом варианте.

Для объяснения перехода с энергией 306 keV мы допустили прежде всего, что это — тот же переход, который возникает и при кулоновском возбуждении (см. обсуждение этого вопроса на стр. 146). Соответственно мы предположили существование в ядре Eu^{151} отдельного уровня с таким же

значением энергии. В первом варианте мы будем рассматривать его как одночастичный уровень. Согласно схеме Майер, его можно идентифицировать как уровень $d_{3/2}$. Тогда переход в основное состояние с энергией 306 keV должен быть типа $M1 + E2$. Это удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [16].

Здесь также уместно отметить, что уровень с энергией 195 keV, известный из работ по кулоновскому возбуждению, не совпадает с введенным нами уровнем 196 keV. Это следует просто из того, что при кулоновском возбуждении не возникает ядерный переход с энергией 175 keV, а наблюдается интенсивный переход с энергией 195 keV. Согласно схеме Майер, уровню с энергией 195 keV, возникающему при кулоновском возбуждении, естественнее всего приписать состояние $s_{1/2}$. Тогда переход с рассматриваемого уровня в основное состояние должен быть типа $E2$, что находится в согласии с экспериментальными данными [16].

Указанная идентификация нижнего «кулоновского» уровня как $s_{1/2}$ позволяет просто объяснить, почему переход с энергией 195 keV очень слабо возбуждается при распаде Gd^{151} и почему соответственно мы не заметили в спектре конверсионных электронов, принадлежащих этому переходу линий: во-первых, спин интересующего нас уровня с энергией 195 keV сильно отличается от спина Gd^{151} (основное состояние $f_{7/2}$) и прямой распад на этот уровень очень сильно запрещен по правилам отбора ($\Delta I = 3$, да); во-вторых, возбуждение его путем ядерных переходов с верхних уровней Eu^{151} практически невозможно также вследствие очень больших разностей спинов; исключение составляет малозаселенный уровень с энергией 306 keV. Но и в этом случае отношение интенсивностей переходов на уровень 195 keV ($h\nu \approx 110$ keV) и основной ($h\nu = 306$ keV, $M1 + E2$) очень мало: переход 110 keV ($M1 + E2$), согласно нашей схеме, имеет малую интенсивность, так как конкурирует с переходом такого же типа, но с энергией, почти в 3 раза большей. Как указывалось выше (стр. 144), эксперимент подтверждает этот вывод полностью.

Относительно перехода с энергией 243 keV трудно сделать вполне определенное заключение. Ввиду того, что этот переход нельзя разместить между уже рассмотренными уровнями, для его объяснения необходимо ввести новый уровень. Так как все возможные одночастичные уровни уже использованы в схеме распада, то остается предположить, что новый уровень имеет какую-то другую природу и расположен в схеме уровней, вероятно, довольно высоко. Баланс интенсивности подсказывает, что переход с энергией 243 keV идет на уровень с энергией 196 keV или 351 keV. Далее, тот факт, что не удалось обнаружить совпадений между переходами с энергиями 155 и 243 keV [33], может свидетельствовать о том, что из указанных двух уровней надо выбрать уровень с энергией 196 keV. Тогда энергия нового уровня будет равна 440 keV. Спин этого уровня должен быть большим, так как переход с энергией 243 keV имеет мультипольность не выше $E2$, скорее всего это переход типа $E1$. Кроме того, переход из основного состояния Gd^{151} ($f_{7/2}$) на уровень 440 keV не должен быть сильно запрещенным, так как вероятность распада на этот относительно высокий уровень имеет заметную величину. По-видимому, это — уровень $^{9/2}+$.

Здесь следует также отметить, что переход с энергией ~84 keV, отнесенный нами к Eu^{153}, может, хотя бы частично, относиться и к Eu^{151}. В последнем случае он мог бы быть размещен в схеме между уровнями с энергиями 440 и 351 keV (точное значение энергии перехода зависит от интерпретации конверсионных линий). Наконец, следует отметить, что относительно слабые прямые переходы с уровней с энергиями 351 и 440 keV могли остаться незамеченными *.

---

* ***Примечание при корректуре.*** В настоящее время в нашей лаборатории студент В. Смирнов обнаружил слабый переход $E_\gamma = 350$ keV, наличие которого можно рассматривать как подтверждение первого варианта схемы распада $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$.

Рассмотрим теперь переходы из Gd^{151} на уровни Eu^{151}. Характеристики переходов согласно первому варианту схемы распада представлены в табл. 9.

Таблица 9

Характеристики переходов $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$ (1-й вариант схемы распада)

Энергия уровня Eu^{151}, keV	Тип перехода	ΔI и изменение четности	Интенсивность перехода, % (эксперимент.)
0	$f_{7/2} \rightarrow d_{5/2}$	1, да (первое запрещ.)	~46
22	$f_{7/2} \rightarrow d_{7/2}$	0, да (первое запрещ.)	~46
195	$f_{7/2} \rightarrow s_{1/2}$	3, да (сильно запрещ.)	~0
196	$f_{7/2} \rightarrow h_{11/2}$	2, нет (второе запрещ.)	~0
306	$f_{7/2} \rightarrow d_{3/2}$	2, да (первое запрещ.)	~0,2
352	$f_{7/2} \rightarrow {}^{9}/_{2}^{-}$	1, нет (разрешен)	~5
440	$f_{7/2} \rightarrow {}^{9}/_{2}^{+}$	1, да (первое запрещ.)	~2

Указанные в таблице ориентировочные (экспериментальные) значения относительных интенсивностей переходов основаны на допущении, что переходы из Gd^{151} на уровни Eu^{151} с энергиями 0 и 22 keV приблизительно равновероятны, поскольку оба перехода характеризуются одинаковой степенью запрещения и близкими энергиями. Как видно из табл. 9, интенсивности переходов $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$ удовлетворительно согласуются с характеристиками уровней.

Для полноты на схеме распада (рис. 6) слева изображены уровни и переходы в ядре Eu^{151}, возникающие при кулоновском возбуждении и при распаде Sm^{151}. По-видимому, нужно предположить, что основное состояние Sm^{151} есть ${}^{3}/_{2}^{\pm}$, так как β^{-}-переход на возбужденный уровень Eu^{151} с энергией 22 keV является более запрещенным, чем переход в основное состояние.

Таблица 10

Характеристики переходов $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$ (2-й вариант схемы распада)

Энергия уровня Eu^{151}, keV	Тип перехода	ΔI и изменение четности	Интенсивность перехода, % (эксперимент.)
0	$f^{7}/_{2} \rightarrow d^{5}/_{2}$	1, да (первое запрещ.)	~46
22	$f^{7}/_{2} \rightarrow d^{7}/_{2}$	0, да (первое запрещ.)	~46
155	$f^{7}/_{2} \rightarrow d^{3}/_{2}$	2, да (первое запрещ.)	~4
195	$f^{7}/_{2} \rightarrow s_{1/2}$	3, да (сильн. запрещ.)	~0
197	$f^{7}/_{2} \rightarrow h_{11/2}$	2, нет (второе запрещ.)	~0
306	$f^{7}/_{2} \rightarrow {}^{3}/_{2}^{+}$	2, да (первое запрещ.)	~0,2
440	$f^{7}/_{2} \rightarrow {}^{9}/_{2}^{+}$	1, да (первое запрещ.)	~2÷5

Второй вариант схемы распада (рис. 7). Отличие этого варианта от первого варианта схемы распада заключается прежде всего в том, что переход с энергией 155 keV происходит на основное состояние Eu^{151}. Соответствующий уровень имеет энергию возбуждения

155 keV и может быть идентифицирован как одночастичный уровень $d_{3/2}$. Мультипольность перехода в согласии с экспериментом должна быть в этом случае $M1 + E2$.

Далее, уровень с энергией 306 keV идентифицируется как первый коллективный уровень со спином $^3/_2$ или $^5/_2$ и положительной четностью.

Трудности этого варианта состоят в следующем. Согласно приведенной схеме следует ожидать, что при кулоновском возбуждении уровня 195 keV путем ядерного перехода с энергией ~40 keV ($M1$) должен также возбуждаться уровень с энергией 155 keV и, следовательно, соответствующий ему переход. Однако последний не наблюдается.

Кроме того, полная интенсивность перехода с энергией 243 keV составляет только $\leqslant 50\%$ от полной интенсивности перехода с энергией 175 keV, а уровень с энергией 196 keV при распаде Gd^{151}, по-видимому, непосредственно не заселяется.

Интенсивности переходов из Gd^{151} на уровни Eu^{151} во втором варианте приведены в табл. 10 рядом со схемой распада рис. 7.

Авторы выражают благодарность В. Ильину и Л. Клочковой за помощь в измерениях и Л. К. Пекеру за обсуждение схем распада.

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Преображенский Б., Лилова О., Добронравова А., Тетерин Е., ЖНХ, **1**, 2294 (1956).
2. Джелепов Б. С., Башилов, А. А., Изв. АН СССР, Серия физ., **14**, 263 (1950).
3. Fajans K., Voigt A., Phys. Rev., **60**, 533 (1941).
4. Krisberg N., Pool M., Hibdon C., Phys. Rev., **74**, 44 (1948).
5. Hein R., Voigt A., Phys. Rev., **79**, 783 (1950).
6. Inghram M., Hayden R., Hess D., Phys. Rev., **71**, 643 (1947).
7. Cork J., Schrefler R., Fowler C., Phys. Rev., **74**, 240 (1948).
8. McGowan F., Phys. Rev., **93**, 163 (1954).
9. Church E., Goldhaber M., Phys. Rev., **95**, 626 (1954).
10. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Дж., Таблица изотопов.— ИЛ, М., 1956.
11. Marty N., C. R., **238**, 2516 (1954).
12. Dubey V., Mandeville C., Rothman M., Phys. Rev., **103**, 1430 (1956).
13. Heydenburg N., Temmer G., Phys. Rev., **100**, 150 (1955).
14. Mark H., Paulissen G., Phys. Rev., **100**, 813 (1955).
15. Heydenburg N., Temmer G., Phys. Rev. **104**, 981 (1956).
16. Class C., Meyer-Berkhout U., Nucl., Phys., **3**, 656 (1957).
17. Marty N., Vergnes M., C. R., **242**, 1438 (1956).
18. Bhattecherjee S., Raman S., Nucl. Phys., **1**, 486 (1956).
19. Gupta R., Jha S., Nuovo Cim., **4**, 88 (1956).
20. Bisi A., Germagnoli E., Zappa L., Nucl. Phys. **1**, 593 (1956).
21. Andersson B., Proc. Phys. Soc., **69A**, 415 (1956).
22. Rutledge W., Cork J., Burson S., Phys. Rev., **86**, 775 (1952).
23. Graham R., Walker J., Phys. Rev., **94**, 794 (1954).
24. Lee M., Katz R., Phys. Rev., **93**, 155 (1954).
25. Marty N., J. Phys. et Rad., **16**, 458 (1955).
26. Mihelich J., Phys. Rev., **87**, 646 (1952).
27. Cohen S., Burde Y., Ofer S., Bull. Res. Coun. Israel, **5 A**, 87 (1955).
28. Слив Л., Банд И., Таблицы КВК γ-излучения.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.
29. Джелепов Б., Пекер Л., Схемы распада радиоактивных изотопов, А-153.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
30. Scharff-Goldhaber G., der Mateosian E., McKeown M., Sunyar A., Phys. Rev., **78**, 325 (1950).
31. Wilson H., Lewis G., Proc. Phys. Soc., **65A**, 656 (1952).
32. Achor W., Phillips W., Hopkins J., Haynes S., Bull. Am. Phys. Soc., **2**, 259 (1957).
33. Bisi A., Germagnoli E., Zappa L., Nucl. Phys., **3**, 670 (1957).
34. Mayer M., Phys., Rev., **78**, 16 (1950).
35. Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Сергиенко В. А., Доклад на VIII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии.
36. Пекер Л., Слив Л., Изв. АН СССР, **17**, 411 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

К. Я. ГРОМОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, А. Г. ДМИТРИЕВ и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

О РАСПАДЕ $Nd^{140} \rightarrow Pr^{140} \rightarrow Ce^{140}$

1. Положение вопроса

В 1935 г. Амальди и др. [1] при бомбардировке Pr нейтронами обнаружили 5-минутную активность. Впоследствии было установлено, что активность с таким периодом (уточненное значение периода полураспада $T = 3{,}5$ мин) образуется в реакциях Ce (p, n) [1], Pr (n, 2n) [2—4], Pr (γ, n) [5, 6]. На основании рассмотрения этих реакций следует эту активность приписать Pr^{140}. В работах [6—8] было установлено, что распад Pr^{140} сопровождается испусканием позитронов с граничной энергией 2,4÷2,5 MeV.

В 1949 г. Вилкинсон и Хикс [7] обнаружили, что при облучении Pr дейтонами ($E_d = 19$ MeV) возникает активность, следующая с неодимовой фракцией и имеющая период полураспада $T = 3{,}3 \pm 0{,}1$ дня. Используя метод поглощения и грубый β-спектрометр, они установили, что распад сопровождается β^+-излучением с граничной энергией 2,4÷2,5 MeV, рентгеновыми лучами K-серии и γ-лучами с энергией ~510 и ~1200 keV. Относительные интенсивности различных видов излучения согласно этой работе равны

$$\beta^+ : K : \gamma_{510} : \gamma_{1200} = 0{,}2 : 1 : 0{,}2 : 0{,}01. \qquad (1)$$

Оценки здесь приблизительные, и неправильность соотношения $\beta^+ : \gamma_{510}$ (1 : 1 вместо 1 : 2) может быть оставлена без внимания. Авторы приписали полученную активность изотопу Nd^{140}.

Основным аргументом для приписания этого массового числа является совпадение граничной энергии позитронов с граничной энергией позитронов Pr^{140} и нарастание активности неодимовой фракции после быстрого выделения из нее Pr (период полунарастания активности ~1,5 мин).

Схема распада $Nd^{140} \rightarrow Pr^{140} \rightarrow Ce^{140}$, предложенная Вилкинсоном и Хиксом, изображена на рис. 1. В препарате Nd^{140} практически всегда находится в равновесии Pr^{140}. Цепочку $Nd^{140} \rightarrow Pr^{140} \rightarrow Ce^{140}$ изучали Браун и др. [8]. Электронное излучение было ими исследовано при помощи β-спектрометра с двойной фокусировкой, γ-излучение — при помощи сцинтилляционного спектрометра и спектрометра с изогнутым кристаллом. На основании изучения β-спектра авторами был построен график Кюри,

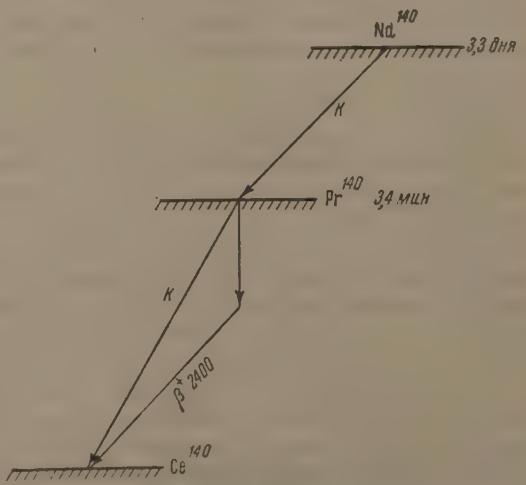


Рис. 1. Схема распада $Nd^{140} \rightarrow Pr^{140} \rightarrow Ce^{140}$

который оказался линейным в области энергий от 1 MeV до границы спектра 2,23±0,02 MeV. Авторы не исключают возможности существования слабой компоненты β-спектра с $E_\beta = 1$ MeV. В γ-спектре обнаружены рентгеновы лучи, аннигиляционное излучение и слабые линии в области 1,0—1,2 MeV. Изучение рентгеновых лучей при помощи спектрометра с изогнутым кристаллом позволило выяснить их относительные интенсивности:

$$\mathrm{Pr}\,K_{\alpha_1\alpha_2} : \mathrm{Ce}\,K_{\alpha_1\alpha_2} : \mathrm{Pr}\,K_{\beta_1} : \mathrm{Ce}\,K_{\beta_1} = 100 : 50 : 28 : 11. \quad (2)$$

При интегрировании β^+- и e^--спектров получилось отношение

$$\frac{\beta^+}{e^-} \approx 50. \quad (3)$$

Перечисленные выше данные исчерпывают все, что было известно о рассматриваемой цепочке к началу 1957 г.

2. Выход *K*-серии электронов Оже

Определим из приведенных выше данных выход *K*-серии электронов Оже e_K/K_Σ, где e_K — число электронов *K*-серии Оже, а K_Σ — число *K*-захватов, приходящихся на 1 распад Nd^{140} и Pr^{140}, находящихся в равновесии. В равенстве

$$\frac{e_K}{K_\Sigma} = \frac{e_K}{\beta^+} \cdot \frac{\beta^+}{K_\Sigma}$$

первый множитель дается равенством (3), а второй вытекает из (1):

$$\frac{e_K}{K_\Sigma} = 0{,}02 \cdot 0{,}2 = 0{,}4\%.$$

Это число представляется неожиданно малым с двух точек зрения.

1. После того как произошел захват *K*-электрона, происходит заполнение *K*-оболочки, которое сопровождается либо испусканием рентгеновской *K*-серии («флуоресценция»), либо испусканием *K*-серии электронов Оже.

Выход флуоресценции изучался многократно и тщательно. Как показывает обзор, сделанный недавно Лаберик-Фроловой и Радвани [9], данные различных авторов хорошо согласуются между собой. Для $Z = 58$ и 59 выход флуоресценции 90%. На долю *K*-серии электронов Оже должно оставаться таким образом ~10%. Расхождение с опытом получается в 25 раз.

Поскольку данные по флуоресценции вполне достоверны, необходимо искать погрешность в равенствах (1) или (3).

2. Если считать выход *K*-серии Оже-электронов нормальным (~10 %), тогда малость наблюдаемого числа электронов Оже означает, что в цепочке происходит много меньше *K*-захватов, чем β^+-распадов: из отношения $e^-/\beta^+ = 0{,}02$ должно было бы следовать $K/\beta^+ = 1/5$, между тем наличие только одного разрешенного распада Pr^{140} на основной уровень Ce^{140} требует равенства *K* и β^+, а существование распадов Pr^{140} на другие уровни Ce^{140} и $Nd^{140} \to Pr^{140}$ может только повысить величину отношения K/β^+.

На несообразность, получающегося из (1) и (3) выхода *K*-серии электронов Оже обратили внимание и сами авторы соотношения (3) Браун и др. [8], указывая, что наблюдение столь малого числа электронов Оже вызвано экспериментальными условиями (торможение и рассеяние в источнике и т. д.). Мы повторили исследования излучения $Nd^{140} + Pr^{140}$.

3. Условия опытов

Неодимовая фракция выделялась нами хроматографически из танталовой мишени, облученной быстрыми протонами ($E_p = 660$ MeV). Препарат наносился на алюминиевую полоску размерами 10×1×0,05 мм. При

хроматографическом разделении неодим выделяется без носителя в виде молочнокислой соли неодима. Полученная соль неодима выпаривалась на алюминиевой полоске, затем прокаливалась. При прокаливании молочная кислота улетучивается. В результате получается весьма тонкий источник: активный слой едва заметен на глаз.

Контрольные наблюдения за распадом активности показали, что через 120 час после выделения препарат содержит только Nd^{140}.

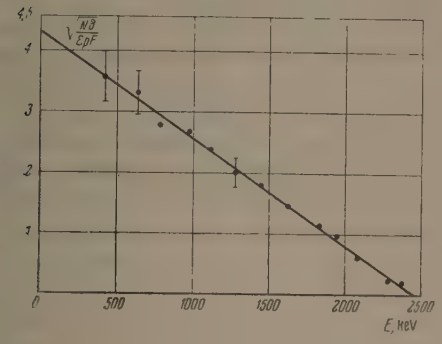


Рис. 2

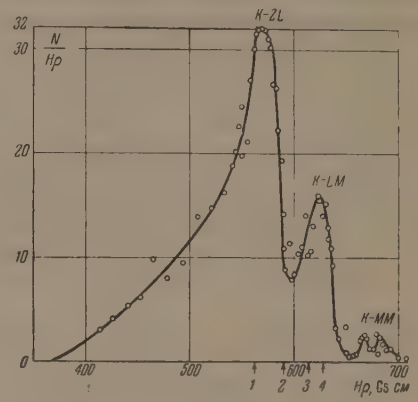


Рис. 3

Рис. 2. График Кюри Pr^{140}

Рис. 3. Оже-электроны $Nd^{140} \rightarrow Pr^{140}$. На абсциссе цифрами отмечены расчетные положения пика линии Оже-электронов: *1* — типа $K-2L$ с минимальной энергией $K-L_IL_I$ для $Z=58$, *2* — типа $K-2L$ с максимальной энергией $K-L_{III}L_{III}$ для $Z=59$, *3* — типа $K-LM$ с минимальной энергией $K-L_IM_I$ для $Z=58$, *4* — типа $K-LM$ с максимальной энергией $K-L_{III}M_V$ для $Z=59$. Между *1* и *2* находятся еще десять, а между *3* и *4* — 28 пиков Оже-электронов типа $K-2L$ и $K-LM$ соответственно

Электронное излучение, сопровождающее распад Nd^{140} и Pr^{140}, было исследовано нами при помощи магнитного β-спектрометра типа «кэтрон». Радиус основной орбиты прибора — 11 см, ширина приемной щели — 0,5 мм. В таких условиях приборная разрешающая способность 0,6 %. Пленка на входном окне счетчика пропускала электроны, начиная с энергии 4—5 keV.

Нами был изучен спектр позитронов в интервале $0{,}4 \div 3$ MeV и спектр электронов в интервале $12 \div 150$ keV. Активность изучаемого препарата была невелика: скорость счета на максимуме позитронного спектра была равна 200 имп мин$^{-1}$, а на максимуме линий электронов Оже — 180 имп мин$^{-1}$ при фоне 70 имп мин$^{-1}$.

На основании результатов изучения позитронного спектра был построен график Кюри (рис. 2), который оказался линейным в области выше 750 keV. Граничная энергия позитронного спектра равна 2470 keV. В электронном спектре обнаружены линии электронов Оже $K-2L$ и $K-LM$, изображенные на рис. 3. Полуширины этих групп линий равны 9 и 7%. Линии $K-L_IL_I$, $K-L_IL_{II}$, $K-L_{II}L_{II}$ и т. д. при этой разрешающей способности не разделяются. Энергетическое положение этих линий не противоречит приписанию этих электронов Ce и Pr. Никаких других электронных линий мы не обнаружили. Отношения интенсивностей электронов Оже и β^+-спектра вычислены по отношению площадей:

$$I_{K-2L} : I_{K-LM} : I_{\beta^+} = 10 : 3{,}2 : 73. \qquad (4)$$

Таким образом, пренебрегая I_{K-MM}, получаем:

$$\frac{e_K}{\beta^+} = \frac{1{,}32}{7{,}3} = 0{,}182,$$

т. е. в 9 раз больше, чем у Брауна и др. Сочетая (4) и (1), мы получаем выход K-серии электронов Оже равным 3,6%, т. е. в $\sim 2{,}8$ раза меньше ожидаемой величины.

Мы согласны с Брауном и др. [8] в том, что аномально малое число электронов Оже в их опыте было вызвано инструментальными причинами. Сравнительно малое число электронов Оже, полученное в наших измерениях, также может быть вызвано инструментальными причинами.

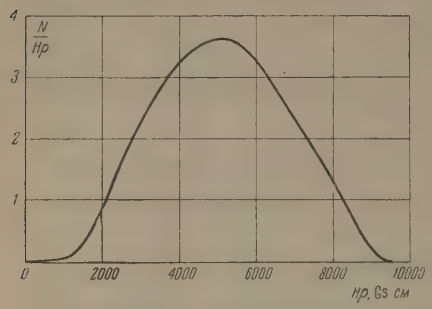


Рис. 4. β^+-Спектр Pr^{140}

Как указано выше, использованный источник был весьма тонким. Все же торможение электронов в нем заметно: оно приводит к увеличению ширины линий. Естественный источник информации о толщине препарата — это расширение одиночных конверсионных линий; он отсутствует в нашем случае, так как никаких конверсионных линий при распаде Nd^{140} и Pr^{140} не наблюдается. Группа линий Оже $K - 2L$ должна состоять из 12 линий; расстояние между крайними из них — 28 Gs·см. Экспериментальная ширина линии на половине высоты 50 Gs·см. Если исключить величину 28 Gs·см, остается полуширина 22 Gs·см при положении максимума 570 Gs·см, т. е. $\sim 4\%$. Линия $K - 2M$ получается уже ($\sim 2{,}2$ %). Расширение линии на 2—3% по сравнению с приборной шириной обычно не влечет за собой заметного изменения площади линии.

Вторым источником ошибок может быть поглощение электронов в пленке, закрывающей окно счетчика.

В наших измерениях входное окно счетчика начинает пропускать электроны при энергии 4—5 keV. Согласно известному эмпирическому правилу [10], влиянием поглощения электронов в окне счетчика можно пренебречь, если энергия электронов в 4 раза превышает энергию, при которой начинается пропускание электронов окном счетчика. Таким образом, согласно этому правилу, поглощением электронов в окне счетчика для линий $K - 2L$ и $K - LM$ церия и празеодима можно пренебречь.

В этих же условиях, что и исследование Nd^{140}, нами проводилось исследование изотопов Tu и Lu [11, 12].

Сравнение экспериментальных и теоретических значений отношения интенсивности K/L для γ-линий Er^{168} и Yb^{173}

E_γ	Тип перехода	Значение отношения K/L	
		экспериментальное	теоретическое*
79,8 keV Er^{168}	$E2$	0,58	0,76
78,7 keV Yb^{173}	$M1$ ($E2<10\%$)	5,2	5,7

У нескольких из этих изотопов мы обнаружили γ-переходы с энергией около 80 keV. K-конверсионные линии этих переходов имеют энергию около 20 keV, т. е. немного меньшую, чем наши K-$2L$-электроны. Обычно K-линия оказывается расширенной на 1,5—2 % (при приборной ширине 0,6 %), но отношение K/L обычно согласуется с теоретическими значения-

* Теоретические значения K/L имеют погрешность до 30% [11, 12].

ми. Существенные отклонения от теоретических значений K/L наблюдаются в тех случаях, когда линии с энергией $\sim$ 20 keV неполностью разрешаются от соседних линий. В двух случаях K- и L-линии полностью отделились от соседних линий, и поэтому экспериментальное отношение K/L является наиболее достоверным. Здесь имеются в виду переходы 79,8 keV в Er^{168} и 78,7 keV в Yb^{173}.

Как видно из таблицы, расхождения между экспериментальным и теоретическим значениями K/L сравнительно невелики. Поэтому мы считаем, что вероятная погрешность в нашем определении отношения e_K/β^+ для $Nd^{140} \rightarrow Pr^{140}$ не превышает 30 %.

Полученное значение e_K/β^+ может быть использовано либо для определения выхода K-серии электронов Оже, либо для определения значения β^+/K_Σ:

1) для определения выхода K-серии электронов Оже приходится пользоваться данными Вилкинсона и Хикса, имеющими большую погрешность; поэтому полученное значение выхода —3,6 %, вместо 10 %,— представляется лежащим в пределах этой погрешности;

2) значение β^+/K_Σ определяется из равенства $e_K/K_\Sigma = e_K/\beta^+ \cdot \beta^+/K_\Sigma$; отсюда следует $\beta^+/K_\Sigma = \frac{e_K/K_\Sigma}{e_K/\beta^+}$; задаваясь значением выхода K-серии Оже-электронов 0,1, получаем:

$$\beta^+/K_\Sigma = \frac{0{,}1}{0{,}182} = 0{,}55,$$

что согласуется в пределах наших инструментальных погрешностей ($\sim 30 \div 40$ %) с результатом, который можно ожидать для цепочки $Nd^{140} \rightarrow Pr^{140} \rightarrow Ce^{140}$.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Amaldi E., D'Agostino O., Fermi E., Pontecorvo B., Rosetti R., Segre E., Proc. Roy. Soc., A149, 522 (1935).
2. Stover B. I., Phys. Rev., 81, 8 (1951).
3. Pool M. L., Quill L. L., Phys. Rev., 53, 437 (1938).
4. De Wire I. M., Pool M. L., Kurbatov J. D., Phys. Rev., 61, 564 (1942).
5. Huber O., Lienhard O., Scherrer P., Wäffler H., Helv. Phys. Acta, 18, 221 (1945).
6. Perlman M. L., Phys. Rev., 75, 988 (1949).
7. Wilkinson G., Hicks H. G., Phys. Rev., 75, 1687 (1949).
8. Browne C. J., Rasmussen J. O., Surls I. P., Martin D. F., Phys. Rev., 85, 146 (1952).
9. Laberrique-Frolow I., Radvanyi P., J. Phys. et Rad., 17, 944 (1956).
10. Siegbahn K., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy.— Amsterdam, 1955.
11. Бобров Ю., Громов К., Джелепов Б., Преображенский Б., Изв. АН СССР, Серия физич., 21, 918 (1957).
12. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, Серия физич., 21, 940 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

З. БОХНАЦКИ

ОСОБЕННОСТЬ ЗАПРЕЩЕННЫХ β-ПЕРЕХОДОВ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ *

Как известно, проекция полного момента количества движения на ось вытянутости деформированного ядра является интегралом движения (настолько точным, насколько применимо приближение сильной связи). Следовательно, возникают правила отбора по соответствующему квантовому числу K для β- и γ-переходов:

$$\Delta K \equiv |K_i - K_f| \leqslant L,$$

где L — мультипольность перехода. Имеющийся экспериментальный материал показывает, что запрет по K примерно в $100 \cdot \nu$ раз уменьшает вероятность β- или γ-перехода, для которого $\Delta K - L = \nu$ (относительно K-запрещенных переходов см. [1]; там же можно найти используемые нами обозначения).

Представляет интерес вычисление вероятностей таких переходов путем учета влияния недиагональных членов гамильтониана ядра в представлении сильной связи. Это особенно интересно в случае запрещенных β-переходов, для которых K-запрет не только уменьшает общую вероятность перехода, но вместе с тем приводит к изменению формы спектра. Для n-кратно запрещенного β-перехода, обусловленного операторами с $L = n + 1$, n, $n - 1$, K-запрет увеличивает относительный вклад в общую вероятность оператора с $L = n + 1$, характеризующегося уникальным спектром. Как будет показано на примере β⁻-распада Er^{171}, это может привести к почти чистому уникальному спектру в случаях, в которых по правилам отбора по спину и четности переход не принадлежит к классу уникальных переходов.

В этой работе рассматривается K-запрещенный β⁻-распад ядер с нечетным A и нечетным числом нейтронов. При этом ядро считается строго аксиально симметричным. Применимость такого приближения будет обсуждена в конце работы.

Запишем волновую функцию деформированного ядра в виде

$$\Psi^{IM}_{K\Omega\tau} = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \sum_{K'\Omega'\tau'} \varepsilon_{K'\Omega'\tau'} \varphi_{K'\Omega'\tau'} \{\chi_{\Omega'\tau'} D^I_{MK'} + (-1)^{1-\Sigma j'} \chi_{-\Omega'\tau'} D^I_{M-K'}\}.$$

Здесь φ, χ, D представляют колебательное, индивидуально-частичное и вращательное движения соответственно. Амплитуды разложения $\varepsilon_{K'\Omega'\tau'}$ будем вычислять по теории возмущений. (Ожидаем, что, поскольку применимо приближение сильной связи, $\varepsilon_{K\Omega\tau} \sim 1$ и $\varepsilon_{K'\Omega'\tau'}$ малы для K', Ω', $\tau' \neq K$, Ω, τ.)

Квадрат матричного элемента перехода:

$$B(L, I_i \to I_f) \equiv \sum_{\mu M} |\langle I_f M_f K_f \Omega_f \tau_f | \hat{\mathfrak{M}}(L, \mu) | I_i M_i K_i \Omega_i \tau_i \rangle|^2 =$$

* Статья принята Оргкомитетом к опубликованию. Доклад не состоялся, так как докладчик не мог приехать на Совещание.

$$= \left| \sum_{K'_f \Omega'_f \tau'_f} \sum_{K'_i \Omega'_i \tau'_i} \varepsilon^*_{K'_f \Omega'_f \tau'_f} \varepsilon_{K'_i \Omega'_i \tau'_f} \left(\int \varphi^*_{K'_f \Omega'_f \tau'_f} \varphi_{K'_i \Omega'_i \tau'_i} \right) \times \right.$$

$$\times \left\{ \langle I_i L K'_i K'_f - K'_i \left| I_i L I_f K'_f \right\rangle \int \chi^*_{\Omega'_f \tau'_f} \hat{\mathfrak{M}}' (L, K'_f - K'_i) \chi_{\Omega'_i \tau'_i} + \right.$$

$$\left. \left. + \langle I_i L K'_i - K'_f - K'_i \left| I_i L I_f - K'_f \right\rangle \int \left[(-1)^{I - \Sigma_j^{-1}} \chi_{-\Omega'_f \tau'_f} \right]^* \hat{\mathfrak{M}}' (L_1, K'_f - K'_i) \chi_{\Omega'_i \tau'_i} \right\} \right|^2. \quad (1)$$

Для β^--распада четно-нечетных ядер матричные элементы правой части (1) можно просто вычислить, используя волновые функции работы [2] для нечетной частицы.

Из (1) видно, что $B(L)$ (а следовательно, и вероятность перехода. определяется наибольшими из произведений $\varepsilon_{K'_f \Omega'_f \tau'_f} \varepsilon_{K'_i \Omega'_i \tau'_i}$ с $\Delta K' \leqslant L$) Потому при вычислении амплитуд $\varepsilon_{K' \Omega' \tau'}$ будем учитывать влияние только следующего члена возмущения:

$$\hat{U}_1 = -(1 - \hat{D}) E^{(1)} (\hat{I}_+ \hat{j}_- + \hat{I}_- \hat{j}_+),$$

где $E^{(1)} = \frac{\hbar^2}{2I}$, $\hat{I}_\pm = \hat{I}_1 \pm i\hat{I}_2$, $\hat{j}_\pm = \hat{j}_1 \pm i\hat{j}_2$, $\hat{j}$ — оператор момента количества движения нечетной частицы, $\hat{D}$ — оператор проектирования в $\hat{I}_3 \hat{j}_3$-представлении. Пренебрегаем влиянием членов, содержащих вместе с $\hat{j}$ операторы момента количества движения других частиц, находящихся вне последней заполненной оболочки $\hat{j}_n$ или содержащих только $\hat{j}_n$ (см., например, [3]). Эти члены возбуждают не только нечетный нуклон, но и другие частицы, находящиеся вне последней заполненной оболочки, а следовательно, энергетические расстояния $\Delta E \equiv E_{K' \Omega' \tau'} - E_{K \Omega \tau}$ для связываемых ими уровней будут много больше.

Матричные элементы $\hat{U}_1$:

$$\langle I,\ K \pm 1,\ N, \Omega \pm 1,\ \alpha' | \hat{U}_1 | I,\ K,\ N,\ \Omega,\ \alpha \rangle =$$

$$= -E^{(1)} \sqrt{(I \mp K)(I \pm K + 1)} \langle N, \Omega \pm 1, \alpha' | \hat{j}_\pm \rangle$$

$$\pm | N, \Omega, \alpha \rangle \langle N, \Omega \pm 1, \alpha' | \hat{j}_\pm | N, \Omega, \alpha \rangle =$$

$$= \sum_{l l' \Lambda \Lambda' \Sigma \Sigma'} a^{\alpha'}_{l' \Lambda'} a^{\alpha}_{l \Lambda} \delta_{l l'} \left\{ \sqrt{(l \mp \Lambda)(l \pm \Lambda + 1)}\, \delta_{\Sigma, \Sigma'} + \delta_{\Sigma', \pm \frac{1}{2}} \delta_{\Sigma, \mp \frac{1}{2}} \right\}$$

(обозначения см. [2]).

ΔE лучше всего взять из опыта, однако, поскольку для рассматриваемых в дальнейшем ядер экспериментальных данных не хватает, мы взяли энергетические расстояния между одночастичными уровнями из [2].

Численные расчеты проведены для β^--переходов из основного состояния $^5/_2{}^+ \mathrm{Er}^{171}$ на уровни $^3/_2{}^-$, $^5/_2{}^+$, $^7/_2{}^+$ вращательной полосы Tu^{171} с $K = \frac{1}{2}$ (рисунок). Это — однократно запрещенные β^--переходы, так как $\Delta I = 0$ или 1 и меняется четность; $\Delta K = 2$, так как основное состояние Er^{171} имеет $K_i = \Omega_i = I_{0i} = \frac{5}{2}$ и вращательные уровни Tu^{171} имеют $K_f = \Omega_f = I_{0f} = \frac{1}{2}$. Поэтому для операторов однократно запрещенного перехода: $\vec{\sigma} \cdot \mathbf{r}\ (L = 0) — \nu = 2$; $\mathbf{r},\ \vec{\sigma} \times \mathbf{r},\ \vec{\alpha}\ (L = 1) — \nu = 1$, $B_{ij}\ (L = 2) — \nu = 0$.

В первом приближении теории возмущений получаем:
для Er^{171}

$$\varepsilon_{\frac{5}{2}\frac{5}{2}\alpha=20}=1,\qquad \varepsilon_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}\alpha'=62}=-3{,}5\cdot10^{-3},\qquad \varepsilon_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}\alpha'=70}=4{,}7\cdot10^{-3}$$

и для Tu^{171}

$$\varepsilon_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}\alpha=43}=1,\qquad \varepsilon_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}\alpha'=42}=1{,}9\cdot10^{-2}.$$

При этом мы принимаем одни и те же $\varepsilon_{K'\Omega'\tau'}$ для вращательных уровней $^3/_2{}^+$, $^5/_2{}^+$, $^7/_2{}^+$, поскольку для них ΔE мало различаются между собой.

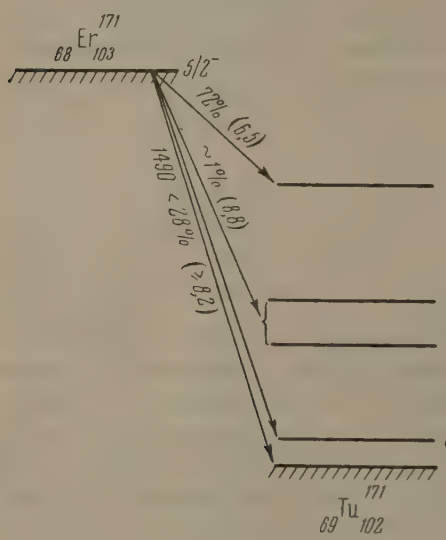


Схема распада Er^{171}

Разрешенный по K матричный элемент $\int B_{ij}$ приводит к $\lg f\tau = 8{,}2,\ 8{,}5,\ 9{,}2$ для переходов на уровни $^3/_2{}^+$, $^5/_2{}^+$, $^7/_2{}^+$ соответственно. Вклад матричных элементов $\int \mathbf{r}$, $\int \vec{\sigma}\cdot\mathbf{r}$, $\int \vec{\alpha}$ примерно в 100 раз меньше и приводит к $\lg f\tau \approx 11$. Двукратно запрещенный по K матричный элемент $\int \vec{\sigma}\cdot\mathbf{r}$ не играет почти никакой роли в переходах.

Эти результаты хорошо согласуются с экспериментальным значением $f\tau$ для переходов на уровни $^5/_2{}^+$ и $^7/_2{}^+$.

Относительно формы спектра нет экспериментальных данных и потому нельзя проверить предсказания, что основной вклад в общую вероятность переходов дает оператор B_{ij}, приведящий к уникальному спектру.

Экспериментальное исследование формы спектра могло бы дать дополнительные сведения относительно применимости приближения сильной связи.

Все члены возмущения, связанные с аксиальной асимметрией ядра (см., например, [3]), связывают состояния, для которых разность $|K-\Omega|$ отличается на 2. При таком изменении $|K-\Omega|$ энергия колебаний изменяется на величину порядка 1 MeV, а вращательная энергия — на величину того же порядка. Следовательно, энергетические расстояния ΔE между этими уровнями — порядка нескольких MeV, что велико по сравнению с расстояниями одночастичных уровней, для которых $|K-\Omega|$ не меняется. Вместе с тем все члены возмущения, связанные с аксиальной асимметрией ядра, пропорциональны параметру аксиальной асимметрии γ (если он невелик), и потому можно ожидать, что они не будут сильно влиять на вероятности K-запрещенных переходов. Грубые оценки наибольших произведений $\varepsilon_{K'_f\Omega'_f\tau'_f}\varepsilon_{K'_i\Omega'_i\tau'_i}$ с $\Delta K' \leqslant L$ для этих возмущений в случае β^--распада Er^{171} приводят к величинам, в 100 раз меньшим аналогичных произведений для $\check{U}_1$, значит, ими можно пренебречь. Однако при высоких степенях запрещения по K члены возмущения, связанные с аксиальной асимметрией ядра, могут заметно влиять на вероятность распада. Это следует из приведенной выше оценки, так как среди этих

членов есть операторы, изменяющие K на две единицы, и для них достаточны более низкие, чем для $\hat{U}_1$ приближения теории возмущений, чтобы выполнить условие $\Delta K' \leqslant L$.

В заключение я хочу выразить глубокую благодарность Л. А. Сливу, Л. К. Пекеру и В. В. Анисовичу за ценные советы и замечания, а также дирекции Физико-технического института АН СССР в Ленинграде, в котором была сделана эта работа, за предоставление мне необходимых для работы условий.

Институт ядерных исследований
Польской академии наук
Краков

Цитированная литература

1. Alaga G., Alder K., Bohr A., Mottelson B., Dan. Mat. Fys. Medd., **29**, No. 9 (1955); см. также в Сб. «Проблемы современной физики», т. 1, стр. 80.— ИЛ, М., 1956.
2. Nilsson S. G., Dan. Mat. Fys. Medd., **29**, No. 16 (1955).
3. Ford K., Phys. Rev., **90**, 29 (1953); см. также в Сб. «Проблемы современной физики», т. 1, стр. 56.— ИЛ, М., 1956.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. А. КРУТОВ

К ТЕОРИИ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ. I

1. Введение

В работе [1] Тралли и Гертцеля развита квантовомеханическая теория внутренней конверсии, подтвердившая прежние результаты, полученные на основе принципа соответствия [2]. Дальнейшие уточнения шли по пути учета конечных размеров ядра и экранирования волновых функций электрона, что принципиально мало связано с собственно теорией внутренней конверсии. Учет более высокого приближения теории возмущений как метод уточнения теории внутренней конверсии рассматривался в работах [2] и [3] на основе принципа соответствия (учтено влияние наличия атомного электрона на вероятность радиационного излучения ядра). Результаты этих работ подтверждены на основе квантовомеханической теории конверсии в [1]. При этом утверждается, что следующее по сравнению с обычным приближение дает чрезвычайно малую поправку к вероятности γ-излучения (порядка постоянной тонкой структуры). Физически поправка к вероятности γ-излучения ядра трактуется как поправка на внутренний фотоэффект [2, 3], как следствие интерференции между электромагнитным полем, созданным ядерным переходом, и полем, созданным при переходе электрона [1]. В работе [4] утверждается, что даже эта малая поправка почти компенсируется в коэффициенте внутренней конверсии (в дальнейшем КВК) при рассмотрении числа испускаемых электронов в том же относительном приближении теории возмущений, что и числа испускаемых γ-квантов.

Мы заново исследовали вопрос о роли высших приближений теории возмущений в теории внутренней конверсии. Оказалось, что представление о малости поправок на высшие приближения неправильно в области малых энергий и больших мультипольностей ядерных переходов, а физическая трактовка поправки к γ-излучению (внутренний фотоэффект) не учитывает наиболее существенного процесса.

В настоящей части работы (I) рассмотрена общая теория внутренней конверсии, дана трактовка высших приближений теории возмущений и показаны некоторые следствия, вытекающие из общей теории.

Во второй части работы (II)* выведены формулы, удобные для расчета поправок на высшие приближения, и дана оценка области, где поправки могут быть велики.

2. Общая теория внутренней конверсии**

Рассмотрим систему, состоящую из поля излучения, ядра и n электронов. Начальное состояние системы: ядро возбуждено, электроны образуют основное состояние атома; конечное ее состояние: ядро в основном состоянии, один из электронов находится в сплошном энергетическом спектре. В начальном и конечном состояниях γ-квантов нет.

---

* См. [5].

** Изложение по возможности сокращено там, где оно аналогично с [1]. Некоторые упущения в работе [1], исправленные здесь, мы специально не оговариваем.

В таблице значки i, f означают соответственно начальное и конечное состояния электрона; $E_\lambda = E^f_\lambda - E^i_\lambda$; энергия системы отсчитывается от $E_0 = \sum\limits_\lambda E^i_\lambda$.

Волновую функцию системы n электронов конструируем в виде произведения одноэлектронных волновых функций. Значки у волновых функций будут означать полный набор квантовых чисел электрона: λ — в начальном состоянии, s — в конечном; λ — одновременно означает также номер электрона.

Состояние	Энергия ядра	Энергия первого электрона	...	Энергия n-ого электрона	Число квантов	Энергия системы	Амплитуда вероятности
Начальное	W_0	E^i_1	...	E^i_n	0	W_0	a_i
Промежуточное и конечное	0	E^i_1	...	E^i_n	1	k	a_{j_0}
Промежуточное	W_0	E^f_1	...	E^i_n	1	W_0+k+E_1	a_{j_1}
	W_0	E^i_1	...	E^f_n	1	W_0+k+E_n	a_{j_n}
Конечное	0	E^f_1	...	E^i_n	0	E_1	a_{f_1}
	0	E^i_1	...	E^f_n	0	E_n	a_{f_n}

Для амплитуд вероятностей получаем уравнения:

$$i\dot{a}_i = W_0 a_i + \sum_L \int dk \cdot H_{0k}(L) \cdot a_{j_0}(L) + \sum_{\lambda=1}^{n} \sum_{L,s} \int dk \int dE_\lambda H'_{0k}(L,s) \cdot a_{j\lambda}(L,s), \quad (1а)$$

$$i\dot{a}_{j_0}(L) = k a_{j_0}(L) + H_{k0}(L) \cdot a_i + \sum_{\lambda=1}^{n} \sum_s \int dE_\lambda \cdot {}^\lambda H_{kE}(L,s) \cdot a_{f_\lambda}(s), \quad (1б)$$

$$i\dot{a}_{j_\lambda}(L,s) = (W_0 + k + E_\lambda) a_{j_\lambda}(L,s) + {}^\lambda H'_{k0}(L,s) \cdot a_i + H'_{kE}(L) \cdot \int dE_\lambda \cdot a_{f_\lambda}(s), \quad (1в)$$

$$i\dot{a}_{f_\lambda}(s) = E_\lambda \cdot a_{f_\lambda}(s) + \sum_L \int dk \, {}^\lambda H_{Ek}(L,s) \cdot a_{j_0}(L) + \sum_L \int dk H'_{Ek}(L) \cdot a_{j_\lambda}(L,s), \quad (1г)$$

где суммирование по мультиполям $\left(\sum\limits_L\right)$ означает $\sum\limits_{LM\tau}$ (τ — тип мультиполя); под уравнениями (1в) и (1г) подразумевается совокупность ns уравнений.

Матричные элементы (H) запишутся аналогично [1]. Например, для λ-электрона:

$${}^\lambda H'_{0k}(L,s) = e\left(\frac{2\pi}{k}\right)^{1/2} \int d\tau_\lambda \cdot \Psi^*_\lambda \left[\vec{\alpha}_\lambda \cdot \vec{A}^\tau_{LM}(kr_\lambda) + i\Phi^\tau_{LM}(kr_\lambda)\right] \Psi_s.$$

При помощи преобразования Лапласа [1]:

$$L\{a\} = A = \int_0^\infty e^{(i\omega-\eta)t} a(t)\, dt$$

из системы (1а) — (1г) получаем следующие уравнения вместо системы (2а) — (2d) в [1]:

$$(W_0 - \omega - i\eta_l) A_i = -i - \sum_L \int dk H_{0k}(L) A_{j_0}(L) - \sum_{L\lambda s} \int dk \int dE_\lambda {}^\lambda H'_{0k}(L, s) A_\lambda(L, s), \tag{2а}$$

$$(k - \omega - i\eta) A_{j_0}(L) = -H_{k_0}(L) A_i - \sum_{\lambda s} \int dE_\lambda {}^\lambda H_{kE}(L, s) A_{f_\lambda}(s), \tag{2б}$$

$$(k + \omega_{0\lambda} - i\eta) A_{j\lambda}(L, s) = -{}^\lambda H'_{k0}(L, s) A_i - H'_{kE}(L) \int dE_\lambda \cdot A_{f_\lambda}(s), \tag{2в}$$

$$(E_\lambda - \omega - i\eta) A_{f_\lambda}(s) = -\sum_L \int dk {}^\lambda H_{Ek}(L, s) A_{j_0}(L) - \sum_L \int dk H'_{Ek}(L) A_{j_\lambda}(L, s), \tag{2г}$$

где

$$\omega_{0\lambda} = W_0 + E_\lambda - \omega.$$

Решаем систему (2а) — (2г) путем последовательных приближений. Первое приближение для A_j:

$$(k - \omega - i\eta) A_{j_0}(L) = -H_{k_0}(L) \cdot A_i;$$

$$(k + \omega_{0\lambda} - i\eta) A_{j_\lambda}(L, s) = -{}^\lambda H'_{k0}(L, s) \cdot A_i.$$

Второе приближение для A_f:

$$(E_\lambda - \omega - i\eta) A_{f_\lambda}(s) = \sum_L {}^\lambda U_{f0}(L, s) \cdot A_i, \tag{3}$$

где (ср. [1]):

$${}^\lambda U_{f0}(L, s) = \int dk \left[\frac{{}^\lambda H_{Ek}(L, s) \cdot H_{k0}(L)}{k - \omega - i\eta} + \frac{H'_{Ek}(L) \cdot {}^\lambda H'_{k0}(L, s)}{k + \omega_{0\lambda} - i\eta} \right] =$$

$$= i\pi {}^\lambda H^I_{Ek}(L, s) \cdot H_{k0}(L)$$

(H^I_{Ek} означает H_{Ek} с заменой в потенциалах функции Бесселя на функцию Ханкеля первого рода).

Подстановка (3) в (2б) и (2в) дает A_j в третьем приближении и т. д. Нетрудно убедиться, что A_j в $\nu+1$- и A_f в ν-приближениях таковы:

$$(k - \omega - i\eta) A^{(\nu+1)}_{j_0}(L) = -A_i H^{(\nu+1)}_{k0}(L), \tag{4а}$$

$$(k + \omega_{0\lambda} - i\eta) A^{(\nu+1)}_{j_\lambda}(L, s) = -A_i {}^\lambda H'^{(\nu+1)}_{k0}(L, s), \tag{4б}$$

$$(E_\lambda - \omega - i\eta) A^{(\nu)}_{f_\lambda}(s) = A_i \sum_L {}^\lambda U^{(\nu)}_{f0}(L, s), \tag{5}$$

где

$$H^{(\nu+1)}_{k0}(L) = H^{(1)}_{k0}(L) + i\pi \sum_{\lambda s} {}^\lambda H_{kE}(L, s) \sum_{L'} {}^\lambda U^{(\nu)}_{f0}(L', s), \tag{6а}$$

$${}^\lambda H'^{(\nu+1)}_{k0}(L, s) = {}^\lambda H'_{k0}(L, s) + i\pi H'_{kE}(L) \sum_{L'} {}^\lambda U^{(\nu)}_{f0}(L', s), \tag{6б}$$

$$ {}^{\lambda}U_{f0}^{(\nu)}(L,\,s) = {}^{\lambda}U_{f0}^{(2)}(L,\,s) - \pi^{2\lambda} H_{Ek}(L,\,s) \sum_{\lambda' s'}^{\lambda'} H_{kE}(L,\,s') \sum_{L'}^{\lambda'} U_{f0}^{(\nu-2)}(L',s') \quad (6в) $$

$$ H_{k0}^{(1)}(L) = H_{k0}(L), \quad U_{f0}^{(2)}(L,\,s) = U_{f0}(L,\,s). $$

Подставляя (4а) — (4б) в (2а), получим A_i в $\nu+2$-приближении:

$$ (W_0 - \omega - i\eta)\, A_i^{(\nu+2)} = $$

$$ = -i + A_i \sum_L \int dk \left[\frac{H_{0k}(L)\, H_{k0}(L)}{k-\omega-i\eta} + \sum_{\lambda s} \int dE_\lambda \frac{{}^{\lambda}H'_{0k}(L,\,s)\cdot {}^{\lambda}H'_{k0}(L,\,s)}{k+\omega_{0\lambda}-i\eta} \right] + $$

$$ + i\pi A_i \sum_{L\lambda s} {}^{\lambda}U_{0f}(L,\,s) \sum_{L'} {}^{\lambda}U_{f0}^{(\nu)}(L',\,s), $$

где ${}^{\lambda}U_{0f}$ получается из ${}^{\lambda}U_{f0}$ комплексным сопряжением и изменением знака η (ср. [4]).

Интеграл по k вычислен в Приложении. Окончательно A_i в $\nu+2$-приближении равно:

$$ A_i^{(\nu+2)} = -\frac{i}{W-\omega-i\,(\eta+\gamma_1+\gamma_2^{(\nu+2)})}, \qquad (7) $$

где

$$ \gamma_1+\gamma_2^{(\nu+2)} = \pi \sum_L |H_{0\omega}(L)|^2 + \pi\,\mathrm{Re} \sum_{L\lambda s} {}^{\lambda}U_{0f}(L,\,s) \sum_{L'} {}^{\lambda}U_{f0}^{(\nu)}(L',\,s), \qquad (8) $$

$$ W = W_0 + \delta W, $$

$$ \delta W = -\sum_{L\lambda s} \int dk \frac{(k+\omega_{0\lambda}) \int dE_\lambda |\, {}^{\lambda}H'_{0k}(L,s)\,|^2}{(k+\omega_{0\lambda})^2+\eta^2} + \pi\,\mathrm{Im} \sum_{L\lambda s} {}^{\lambda}U_{0f} \sum_{L'} {}^{\lambda}U_{f0}^{(\nu)}. $$

Здесь δW представляет собой смещение ядерного уровня вследствие наличия радиационного поля и электронов.

После подстановки (7) в (4а) и (5) и обратного преобразования Лапласа над амплитудами получаем:

$$ a_i^{(\nu+2)}(t) = \exp\left[-iWt - (\gamma_1+\gamma_2^{(\nu+2)})\,t\right], $$

$$ a_{f0}^{(\nu+1)}(L,\,t) = \left[\frac{1}{k-W+i\,(\gamma_1+\gamma_2^{(\nu-2)})} \right] \cdot H_{k0}^{(\nu+1)}(L) \cdot [e^{-ikt} - a_i(t)], $$

$$ a_{f_\lambda}^{(\nu)}(s,\,t) = \left[-\frac{1}{E_\lambda - W + i\,(\gamma_1+\gamma_2^{(\nu+2)})} \right] \cdot \sum_L {}^{\lambda}U_{f0}^{(\nu)}(L,\,s) \cdot [e^{-iE_\lambda t} - a_i(t)]. $$

Таким образом для числа γ-квантов (N_γ) и числа электронов (N_e) имеем:

$$ N_\gamma^{(\nu+1)} = \sum_L \int dk\, |\, a_{f_\gamma}(t-\infty)\,|^2 = \frac{\pi}{\gamma_1+\gamma_2^{(\nu+2)}} \sum_L |\, H_{k0}^{(\nu+1)}(L)\,|^2, \qquad (9а) $$

$$ \sum_\lambda {}^{\lambda}N_e^{(\nu)} = \sum_{\lambda s} \int dE_\lambda |\, a_{f_\lambda}(t-\infty)\,|^2 = \frac{\pi}{\gamma_1+\gamma_2^{(\nu+2)}} \sum_{\lambda s} \left| \sum_L {}^{\lambda}U_{f0}^{(\nu)}(L,\,s) \right|^2, \qquad (9б) $$

где $k = E_\lambda = W$; $\gamma_1+\gamma_2^{(\nu+2)}$ дано (8).

Отметим здесь, в противоположность утверждению Койша [4], что выполнение уравнения сохранения $N_\gamma + N_e = 1$ невозможно в любом конечном приближении в силу использования при решении задачи метода последовательности приближений.

Для вероятности γ-излучения атома в единицу времени имеем в предположении малой ширины уровня:

$$\Gamma_\gamma^{(\nu)} = \frac{d}{dt} \sum_L \int dk \, | \, a_{j_0}^{(\nu)}(L, t)|^2 = 2\pi \sum_L | \, H_{k0}^{(\nu)}(L) \, |^2;$$

например в случае ограничения одним мультиполем радиационная ширина равна:

$$\Gamma_\gamma^{(\nu)} = 2\pi \, | \, H_{k0}(L) \, |^2 \cdot \chi(\nu),$$

где

$$\chi(\nu) = \left| 1 - \pi^2 \sum_{\lambda s} {}^{\lambda}H_{kE}(L, s) \, {}^{\lambda}H_{Ek}^{I(\nu-1)}(L, s) \right|^2, \qquad (10)$$

$${}^{\lambda}H_{Ek}^{I(\nu)}(L, s) = {}^{\lambda}H_{Ek}^{I}(L, s) - \pi^2 \, {}^{\lambda}H_{Ek}(L, s) \sum_{\lambda' s'} {}^{\lambda'}H_{kE}(L, s') \, {}^{\lambda'}H_{Ek}^{I(\nu-2)}(L, s') \qquad (11)$$

$$\chi(1) = 1.$$

Таким образом, χ представляет собой фактор, дающий отношение вероятностей γ-излучения атома и «голого» ядра. В области изомеров χ, возможно, играет роль заметного «разрешающего» фактора (ср. [5]).

3. Трактовка результатов

Физический смысл высших приближений

Выделим в N_q и N_e члены, соответствующие обычному приближению, а поправки на высшие приближения разделим на две части: «интерференционную» и «квадратичную»:

$$\widetilde{N}_q^{(\nu)} = N_q^{(\nu, \nu'')} \frac{\gamma_1 + \gamma_2^{(\nu'')}}{\pi} =$$

$$= \sum_L | \, H_{k0}^{(1)}(L) \, |^2 + 2\mathrm{Re} \sum_{L\lambda s} \left\{ i\pi H_{k0}^{(1)*}(L) \, {}^{\lambda}H_{kE}(L, s) \sum_{L'} U_{j0}^{(\nu-1)}(L', s) \right\} +$$

$$+ \pi^2 \sum_L \left| \sum_{\lambda s} {}^{\lambda}H_{kE}(L, s) \sum_{L'}^{\lambda} U_{j0}^{(\nu-1)}(L', s) \right|^2, \qquad (12а)$$

$$\sum_\lambda {}^{\lambda}\widetilde{N}_e^{(\nu')} = \sum_\lambda {}^{\lambda}N_e^{(\nu', \nu'')} \cdot \frac{\gamma_1 + \gamma_2^{(\nu'')}}{\pi} = \sum_{\lambda s} \left| \sum^{\lambda} U_{j0}^{(2)}(L, s) \right|^2 -$$

$$- 2\mathrm{Re} \left\{ \sum_{\lambda s} \pi^2 \sum_L U_{j0}^{(2)*}(L, s) \cdot \sum_L {}^{\lambda}H_{Ek}(L, s) \sum_{\lambda' s'} {}^{\lambda'}H_{kE}(L, s') \sum_{L'}^{\lambda'} U_{j0}^{(\nu-2)}(L', s') \right\} +$$

$$+ \pi^4 \sum_{\lambda s} \left| \sum_L {}^{\lambda}H_{Ek}(L, s) \sum_{\lambda' s'} {}^{\lambda'}H_{kE}(L, s') \sum_{L'}^{\lambda'} U_{j0}^{(\nu-2)}(L', s') \right|^2. \qquad (12б)$$

Для простоты рассмотрения ограничимся случаем одного мультиполя и одного K-электрона *. Для K-электрона $\sum$ превращается в суммирование по двум типам конечных состояний. Ввиду того, что вклад второго типа $\left(j = l - \frac{1}{2}\right)$ в U_{j0} много меньше вклада от первого типа (нас интересуют сравнительно малые энергии), опустим $\sum_s$. Тогда соответственно

* Аналогичное рассмотрение (для двух K-электронов) выполнено более подробно в [5].

для третьего в N_γ и четвертого в N_e приближений имеем:

$$\widetilde{N}_\gamma = |H_{k0}|^2 \cdot \{1 - 2\,\mathrm{Re}\,(\pi^2 H_{kE} H^I_{Ek}) + \pi^4 |H_{kE} H^I_{Ek}|^2\},$$
$$\widetilde{N}_e = |H_{k0}|^2 \cdot \pi^2 |H^I_{Ek}|^2 \cdot \{1 - 2\,\mathrm{Re}\,(\pi^2 H_{Ek} H_{kE}) + \pi^4 |H_{Ek}|^2\}.$$

Учитывая, что интегралы по углам в H_{Ek} и H^I_{Ek} одинаковы, а радиальные интегралы отличаются только заменой в потенциалах функции Бесселя на функцию Ханкеля I рода, имеем

$$H_{Ek} = \mathrm{Re}\, H^I_{Ek},$$

где Re (дальше и Im) относится только к радиальным интегралам.

Рис. 1.

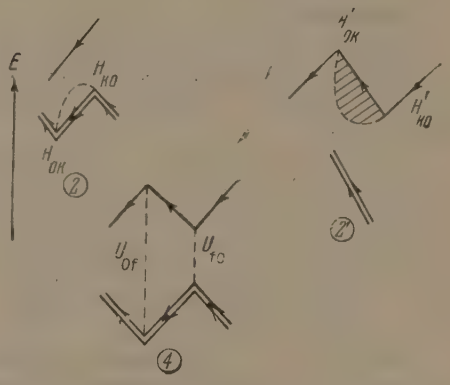


Рис. 2.

Рис. 1. Процессы γ-излучения и внутренней конверсии. Сплошная линия — электронная линия, двойная — ядерная линия, пунктирная — фотонная линия. Направление, совпадающее с E, означает возбужденное состояние, противоположное E — основное. Цифры в кружках означают одновременно номера графиков и порядок приближения

Рис. 2. То же, что на рис. 1. Заштрихованная область означает, что энергия не определенна

Обозначая

$$\delta = \frac{\mathrm{Re}\, H^I_{Ek}}{\mathrm{Im}\, H^I_{Ek}}$$

и учитывая, что КВК для одного K-электрона равен

$$\beta = \pi^2 |H^I_{Ek}|^2,$$

имеем:

$$\widetilde{N}_\gamma = |H_{k0}|^2 \cdot \left\{1 - 2\frac{\beta\delta^2}{1+\delta^2} + \frac{\beta^2\delta^2}{1+\delta^2}\right\}, \qquad (13а)$$

$$\widetilde{N}_e = |H_{k0}|^2 \cdot \beta \cdot \left\{1 - 2\frac{\beta\delta^2}{1+\delta^2} + \left(\frac{\beta\delta^2}{1+\delta^2}\right)^2\right\}. \qquad (13б)$$

Графически процессы γ-излучения и внутренней конверсии представлены на рис. 1. Заметим, что графики рис. 1 не следует путать, например, с графическим представлением собственной энергии электрона и т. п., ибо промежуточные состояния у нас являются определенными (это либо начальное, либо конечное состояние электрона).

Графики *3* и *5* соответствуют поправочным членам до пятого порядка в N_γ при учете принятых выше упрощений. График *3*, например, представляет следующий процесс: электрон, выброшенный в сплошной спектр в результате взаимодействия с ядром (U_{f0}), вновь «садится» на K-обо-

лочку, испуская γ-квант (H_{kE}). Такой процесс приводит к двоякого рода поправочным членам. Второй член в (13а) является интерференционным (интерференция процессов *1* и *3*) и определяет γ-кванты от процесса *1*, поглощенные электроном с выбросом последнего в сплошной спектр, т. е. характеризует внутренний фотоэффект (график такой же, как *2*). Третий член в (13а) определяет дополнительную эмиссию γ-квантов из-за наличия электрона. Благодаря тому, что в первом приближении процесс внутренней конверсии идет независимо от γ-излучения ядра, образуется как бы «электронный мостик», через который происходит разрядка возбужденного ядра радиацией («виртуальная конверсия»).

В случае малых КВК поправки малы и третий член в (13а) много меньше второго, так что в целом $\tilde{N}_q$ несколько меньше $|H_{k0}|^2$. Это и есть поправка на фотоэффект, рассмотренная Тэйлором и Моттом [2] и Давыдовым [3].

Однако уже из (13а) видно, что при больших КВК знак поправки меняется. Во второй части работы дана оценка области, где дополнительная эмиссия γ-квантов, возможно, даже превосходит эмиссию «голого» ядра.

Трактовка членов в (13б) аналогична. Например, второй член представляет собой эффект интерференции электронных полей *2* и *4* и характеризует число конверсионных электронов, которые перешли обратно в дискретный спектр с излучением γ-кванта.

Отметим здесь, кстати, что, как видно из (13а) и (13б), в выражении для КВК компенсируются только интерференционные члены, вопреки утверждению Койша [4].

На рис. 2 графически представлены процессы, характеризующие амплитуду распада первоначального состояния (A_i) до четвертого порядка. График 2′ представляет собой процесс с несохранением энергии в промежуточном состоянии. Он вносит вклад только в сдвиг уровня (см. Приложение).

Заметим, что большие поправки на высшие приближения не означают неприменимости теории возмущений. Основные поправки вносит добавление процесса ядро — электрон — поле $H_{kE}U_{f0}$ (график *3*, рис. 1) к процессу ядро — поле H_{k0} (график *1*). Процесс *3* — процесс более высокого порядка, чем *1*, но малость постоянной тонкой структуры α в процессе *3* может быть компенсирована большой вероятностью процесса ядро — электрон U_{f0}, т. е. процесса внутренней конверсии. Дальнейшие приближения уже вносят относительно малый вклад, ибо последовательно накладываются только процессы электрон — поле (H_{kE}), и малость α не компенсируется.

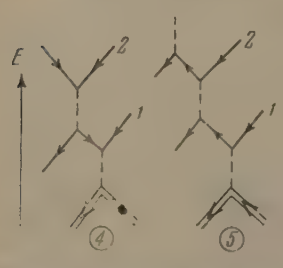


Рис. 3. То же, что на рис. 1, но при «мультипольном обмене»

«Мультипольный обмен»

Как видно из наличия $\sum_{\lambda'}$ в (6) в высших приближениях, конверсионные переходы отдельных электронов не независимы один от другого. Возникает своеобразный «мультипольный обмен» энергией (обмен квантом 2^L — поля) между выброшенным в результате взаимодействия с ядром электроном *1* и одним из электронов *2*, находящихся на дискретных уровнях (рис. 3). При этом *1* переходит обратно в дискретный спектр, *2* — в сплошной.

Этот эффект можно рассматривать и на основе принципа соответствия: любой из электронов переходит из дискретного в сплошной спектр в суммарном поле исходного ядерного мультиполя и всех дополни-

тельных электромагнитных мультипольных полей, создаваемых при переходе каждого из электронов. Электроны как бы «экранируют» поле мультиполя, расположенного в ядре.

Атомная оболочка и мультипольность

Предположим, что ядерные правила отбора запрещают все мультипольные переходы в ядре, кроме $L = L^0$ (под L^0 подразумеваем здесь тип и момент мультиполя, но $\sum_{M^0}$ не выписываем). Фиксируем набор λ (или s) для какого-либо электрона. Тем самым мы фиксируем проекцию углового момента электрона, что эквивалентно выделению преимущественного направления.

Тогда из (9а) и (6а) следует:

$$N_q^{(\nu+1)}(L^0) = \frac{\pi}{\gamma_1 + \gamma_2^{(\nu+2)}} \left\{ \left| \tilde{H}_{k0}^{(\nu+1)}(L^0) \right|^2 + \sum_{L \neq L^0} \left| \pi \sum_s {}^{\lambda}H_{kE}(L, s)\, {}^{\lambda}\tilde{U}_{f0}^{(\nu)}(L^0, s) \right|^2 \right\}, \quad (14)$$

где

$$\left.\begin{aligned} \tilde{H}_{k0}^{(\nu+1)}(L) &= H_{k0}^{(1)}(L) + i\pi \sum_s {}^{\lambda}H_{kE}(L, s)\, {}^{\lambda}\tilde{U}_{f0}^{(\nu)}(L, s), \\ {}^{\lambda}\tilde{U}_{f0}^{(\nu)}(L, s) &= {}^{\lambda}U_{f0}^{(2)}(L, s) - \pi^2 \sum_{L'} {}^{\lambda}H_{Ek}(L', s) \sum_{s'} {}^{\lambda}H_{kE}(L', s')\, {}^{\lambda}\tilde{U}_{f0}^{(\nu-2)}(L, s') \end{aligned}\right\} \quad (14а)$$

Второе слагаемое в (14) дает примесь соседних мультиполей $L \neq L^0$ в γ-излучении атома (ср. [2]). Возникновение такой «электронной примеси» связано с электронными переходами с поглощением и последующим испусканием γ-кванта $({}^{\lambda}H_{kE}(L, s) \cdot {}^{\lambda}H_{Ek}^{I\,(\nu)}(L^0, s))$ и наглядно объясняется тем, что моменты количества движений электрона в начальном и конечном состояниях не определены однозначно как векторы в пространстве.

Если просуммировать или усреднить в (14) по начальным состояниям электрона, то примесь исчезает вследствие ортогональности коэффициентов Клебша—Жордана, имеющихся в матричных элементах электронных переходов. Физически это означает, что интерференция примесных излучений от электронов с противоположными магнитными квантовыми числами погашает примесь (фазы таких излучений, разрешенных другими правилами отбора, отличаются на нечетное число π).

Из (9б) и (6в) следует:

$$ {}^{\lambda}N_e^{(\nu)}(L^0) =$$

$$= \frac{\pi}{\gamma_1 + \gamma_2^{(\nu+2)}} \times \sum_s \left| {}^{\lambda}U_{f0}^{(2)}(L^0, s) - \pi^2 \sum_L {}^{\lambda}H_{Ek}(L, s) \sum_{s'} {}^{\lambda}H_{kE}(L, s')\, {}^{\lambda}\tilde{U}_{f0}^{(\nu-2)}(L^0, s') \right|^2,$$

т. е. примесь мультиполей содержится и в N_e * в том смысле, что конечное состояние электрона может быть образовано испусканием и поглощением $({}^{\lambda}H_{Ek}\, {}^{\lambda}H_{kE})$ γ-кванта мультипольности $L \neq L^0$. То, что сказано выше о суммировании, справедливо и для N_e.

Таким образом, в КВК примесь не сказывается. Однако при наличии преимущественного направления, например в угловой $\gamma-\gamma$-, $\gamma-e$-корреляции, электронная примесь мультиполей может быть существенна.

---

* Примесь в N_e отмечена и Койшем [4]. Однако запись членов примеси (Σ_L) в КВК ошибочна.

Автор благодарен Б. С. Джелепову, В. Б. Берестецкому, Л. А. Сливу и Ю. В. Новожилову за обсуждение результатов этой работы.

Приложение

Вычисление интеграла

$$\int_0^\infty dk \left[\frac{H_{0k}(L) H_{k0}(L)}{k - \omega - i\eta} + \sum_{\lambda s} \frac{{}^{\lambda}H'_{0k}(L, s) {}^{\lambda}H'_{k0}(L, s)}{k + \omega_{0\lambda} - i\eta} \right].$$

В этом интеграле: $H_{0k}H_{k0}$ — произведение ядерных матричных элементов, ${}^{\lambda}H'_{0k} \cdot {}^{\lambda}H'_{k0}$ — произведение электронных матричных элементов (под $\sum_s$ подразумеваем здесь и $\int dE_\lambda$). Поэтому учет второй половины интеграла распространением интегрирования в первой половине до $-\infty$, очевидно, не законен, что относится и к аналогичному интегралу, вычисление которого приводят авторы [1] в Приложении В, п. 2.

Но интеграл можно вычислить раздельным интегрированием обеих половин:

$$\int_0^\infty dk \frac{|H_{0k}(L)|^2}{k - \omega - i\eta} = i\pi |H_{0\omega}(L)|^2 + \int_0^\infty dk \frac{(k - \omega) |H_{0k}(L)|^2}{(k - \omega)^2 + \eta^2} \approx i\pi |H_{0\omega}(L)|^2.$$

$$I = \sum_{\lambda s} \int_0^\infty dk \frac{|{}^{\lambda}H'_{0k}(L, s)|^2}{k + \omega_{0\lambda} - i\eta} = \sum_{\lambda s} \int_0^\infty dk \frac{(k + \omega_{0\lambda}) |{}^{\lambda}H'_{0k}|^2}{(k + \omega_{0\lambda})^2 + \eta^2} + i \sum_{\lambda s} \int_0^\infty dk \frac{\eta |{}^{\lambda}H'_{0k}|^2}{(k + \omega_{0\lambda})^2 + \eta^2}.$$

При $\eta \to 0$ второй интеграл в I исчезает и остается только вещественный первый интеграл, который дает сдвиг уровня, но ничего не вносит в вероятность распада первоначального состояния.

Отметим, что в разделе 2 интегралами в смысле главного значения мы пренебрегали. Это справедливо для энергий, не слишком близких к энергии связи электрона.

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Tralli N., Goertzel G., Phys. Rev., 83, 399 (1951).
2. Taylor H. M., Mott N. F., Proc. Roy. Soc. (L), A 142, 215 (1933).
3. Давыдов А. С., ЖЭТФ, 10, 865 (1940).
4. Coish, H. R., Phys. Rev., 84, 164 (1951).
5. Крутов В. А., Мюллер К., см. настоящий номер журнала, стр. 171.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. А. КРУТОВ и К. МЮЛЛЕР

К ТЕОРИИ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ. II*

Для иллюстрации возможной величины эффектов, связанных с высшими приближениями теории возмущений, рассмотрим более подробно случай K-оболочки и одного мультиполя.

Числа γ-квантов (N_q) и электронов (N_e) таковы:

$$N_q(\nu, \nu'') = Q(\nu'') \cdot \left| 1 - \pi^2 \sum_{\lambda s} {}^{\lambda}H_{kE}(s)\, {}^{\lambda}H_{Ek}^{I\,(\nu-1)}(s) \right|^2, \tag{1}$$

$$N_e(\nu', \nu'') = Q(\nu'') \cdot \pi^2 \sum_{\lambda s} \left| {}^{\lambda}H_{Ek}^{I}(s) - \pi^2 {}^{\lambda}H_{Ek}(s) \sum_{\lambda' s'} {}^{\lambda'}H_{kE}(s')\, {}^{\lambda'}H_{Ek}^{I\,(\nu'-2)}(s') \right|^2, \tag{2}$$

где

$$Q(\nu'') = \frac{\pi}{\gamma_1 + \gamma_2^{(\nu'')}} \cdot |H_{k0}|^2,$$

${}^{\lambda}H_{Ek}^{I\,(\nu)}$ — см. (11) в [1], ν, ν', ν'' — означает порядок приближения, $|H_{k0}|^2$ — предполагает и суммирование и усреднение по ядерным состояниям.

В поправку к обычному приближению входят матричные элементы H_{Ek}^{I}, H_{Ek}, H_{kE}. Рассмотрим их.

Ограничимся для краткости случаем магнитных мультиполей (вывод и результаты для электрических мультиполей аналогичны). Возьмем потенциалы в нормировке [2]:

$$\mathbf{B}_{LM} = i\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\omega \left[\frac{1}{L(L+1)}\right]^{1/2} h_L(\omega r)\, \mathbf{L} Y_L^M,$$

где

$$\mathbf{L} = -i(\mathbf{r} \times \nabla), \qquad h_L = \sqrt{\frac{\pi}{2\omega r}}\, H^{(1)}_{L+\frac{1}{2}}(\omega r),$$

$\left(H^{(1)}_{L+\frac{1}{2}}\right.$ — функция Ханкеля первого рода$\left.\right)$.

Введем еще обозначения для волновых функций электрона по [3]:

$$\Psi(s) = \begin{pmatrix} -if_{\varkappa}\chi^{\mu}_{-\varkappa} \\ g_{\varkappa}\chi^{\mu}_{\varkappa} \end{pmatrix}, \qquad \Psi(\lambda) = \begin{pmatrix} -if_{\varkappa'}\chi^{\mu'}_{-\varkappa'} \\ g_{\varkappa'}\chi^{\mu'}_{\varkappa'} \end{pmatrix}.$$

Тогда аналогично [3] имеем**:

$${}^{\lambda}H_{Ek}^{I}(s) = 2i\left[\frac{\alpha\omega}{L(L+1)}\right]^{1/2} \cdot \int d\tau \Psi^*(s) \cdot h_L \vec{\alpha} \mathbf{L} Y_L^M \cdot \Psi(\lambda) = R(s, \lambda) \cdot T(s, \lambda), \tag{3}$$

---

* Настоящая работа является продолжением статьи [1]. Неоговоренные здесь обозначения идентичны с примененными в [1].

** Используем везде релятивистские единицы ($\hbar = m_0 = c = 1$).

где

$$R(s,\ \lambda) = \int_0^\infty (f_\varkappa g_{\varkappa'} + g_\varkappa f_{\varkappa'})\, h_L r^2\, dr,$$

$$T(s,\ \lambda) = -2\left[\frac{\alpha\omega}{L(L+1)}\right]^{1/2} \cdot (\varkappa + \varkappa')\,(-\varkappa\mu \mid Y_L^{\mathrm{M}} \mid \varkappa'\mu').$$

Для заданной оболочки $R(s, \lambda)$ зависит только от квантового числа $\varkappa$.

${}^{\lambda}H_{Ek}(s)$ отличается от ${}^{\lambda}H^{I}_{Ek}(s)$ заменой в потенциалах функции Ханкеля первого рода на функцию Бесселя ($J_{L+1/2}$). Учитывая вещественность радиальных волновых функций f и g и что

$$J_{L+1/2} = \frac{1}{2}\left[H^{(1)}_{L+1/2} + H^{(1)*}_{L+1/2}\right] = \mathrm{Re}\, H^{(1)}_{L+1/2},$$

имеем

$${}^{\lambda}H_{Ek}(s) = \mathrm{Re}\, R(\varkappa)\cdot T(s,\ \lambda); \tag{4}$$

${}^{\lambda}H_{kE}(s)$ получается из ${}^{\lambda}H_{Ek}(s)$ перестановкой волновых функций и заменой потенциала на комплексно сопряженный, поэтому

$${}^{\lambda}H_{kE}(s) = \mathrm{Re}\, R(\varkappa)\cdot T^*(s,\ \lambda). \tag{5}$$

Преобразуем еще $\gamma_2^{(\nu'')}$.

$${}^{\lambda}U_{0f}(s) = i\pi\,({}^{\lambda}H^{\mathrm{II}}_{Ek}(s))^*\cdot H^*_{k0} = i\pi R(\varkappa)\, T^*(s,\ \lambda)\, H^*_{k0},$$

где ${}^{\lambda}H^{\mathrm{II}}_{Ek}(s)$ означает ${}^{\lambda}H^{\mathrm{I}}_{Ek}(s)$ с заменой в потенциалах функции Ханкеля первого рода на функцию Ханкеля второго рода (ср. [4]).

Следовательно

$$\gamma_2^{(\nu'')} = -\pi\,|H_{k0}|^2\cdot \mathrm{Re}\sum_{\lambda s}\left\{\pi^{2\lambda}\widetilde{H}^{I}_{Ek}(s)^{\lambda}\cdot H^{I\,(\nu)}_{Ek}(s)\right\},$$

где

$${}^{\lambda}\widetilde{H}^{I}_{Ek} = R(\varkappa)\cdot T^*(s,\ \lambda). \tag{6}$$

В (1) и (2) входят суммы вида:

$$\pi^2\sum_{\lambda s}{}^{\lambda}H_{kE}\,{}^{\lambda}H^{I}_{Ek},\quad \pi^2\sum_{\lambda s}{}^{\lambda}H_{kE}\,{}^{\lambda}H_{Ek},\quad \pi^2\sum_{\lambda s}{}^{\lambda}\widetilde{H}^{I}_{Ek}\,{}^{\lambda}H^{I}_{Ek},\quad \pi^2\sum_{\lambda s}{}^{\lambda}\widetilde{H}^{I}_{Ek}\,{}^{\lambda}H_{Ek}. \tag{7}$$

Коэффициент внутренней конверсии (КВК) в обычном приближении равен

$$\beta = \pi^2\sum_{\lambda s}|{}^{\lambda}H^{I}_{Ek}(s)|^2. \tag{8}$$

Таким образом (8) и (7) различаются между собой только радиальными интегралами, и потому суммирование в (7) может быть выполнено точно так же, как это обычно делается при вычислениях КВК (см., например, [3]).

Разделим КВК на части, соответствующие квантовому числу $\varkappa$.

$$\beta = \sum_{\varkappa}\beta_{\varkappa}.$$

Введем обозначение $\delta_\varkappa = \dfrac{\operatorname{Re} R(\varkappa)}{\operatorname{Im} R(\varkappa)}$, тогда, учитывая (3) — (6), имеем:

$$\left.\begin{aligned}
\pi^2 \sum_{\lambda s} {}^{\lambda}H_{kE}(s)\cdot {}^{\lambda}H^{I}_{Ek}(s) &= \sum_{\varkappa}\beta_\varkappa \frac{\delta_\varkappa}{\delta_\varkappa - i},\\
\pi^2 \sum_{\lambda s} {}^{\lambda}H_{kE}(s)\cdot {}^{\lambda}H_{Ek}(s) &= \sum_{\varkappa}\beta_\varkappa \frac{\delta_\varkappa^2}{1+\delta_\varkappa^2},\\
\pi^2 \sum_{\lambda s} {}^{\lambda}\widetilde{H}^{I}_{Ek}(s)\,{}^{\lambda}H^{I}_{Ek}(s) &= \sum_{\varkappa}\beta_\varkappa \cdot \frac{\delta_\varkappa + i}{\delta_\varkappa - i},\\
\pi^2 \sum_{\lambda s} {}^{\lambda}\widetilde{H}^{I}_{Ek}(s)\,{}^{\lambda}H_{Ek}(s) &= \sum_{\varkappa}\beta_\varkappa \frac{\delta_\varkappa}{\delta_\varkappa - i}\cdot
\end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

Подставляя (9) в (1) и (2), получим

$$N_{\mathrm{q}}(\nu,\nu'') = Q(\nu'')\cdot\left|1-\sum_{\varkappa}\beta_\varkappa\frac{\delta_\varkappa}{\delta_\varkappa - i}\sum_{n=0}^{\frac{\nu}{2}-\frac{3}{2}}\left(-\sum_{\varkappa}\beta_\varkappa\frac{\delta_\varkappa^2}{1+\delta_\varkappa^2}\right)^n\right|^2, \qquad (10\text{а})$$

$$N_{\mathrm{e}}(\nu',\nu'') = Q(\nu'')\cdot\sum_{\varkappa}\beta_\varkappa\cdot\left|1-\frac{\delta_\varkappa}{\delta_\varkappa+i}\sum_{\varkappa}\beta_\varkappa\frac{\delta_\varkappa}{\delta_\varkappa-i}\sum_{n=0}^{\frac{\nu'}{2}-2}\left(-\sum_{\varkappa}\beta_\varkappa\frac{\delta_\varkappa^2}{1+\delta_\varkappa^2}\right)^n\right|^2, \qquad (10\text{б})$$

$$Q(\nu'') = \frac{1}{1-\operatorname{Re}\left\{\sum_{\varkappa}\beta_\varkappa\frac{\delta_\varkappa+i}{\delta_\varkappa-i}-\left(\sum_{\varkappa}\beta_\varkappa\frac{\delta_\varkappa}{\delta_\varkappa-i}\right)^2\sum_{n=0}^{\frac{\nu''}{2}-3}\left(-\sum_{\varkappa}\beta_\varkappa\frac{\delta_\varkappa^2}{1+\delta_\varkappa^2}\right)^n\right\}}\cdot \qquad (10\text{в})$$

Для случая одного K-электрона $\beta_\varkappa$ в (10) везде заменяется на $\dfrac{\beta_\varkappa}{2}$.

Исключение эффекта «мультипольного обмена» двух электронов K-оболочки ведет к замене $\beta_\varkappa$ на $\dfrac{\beta_\varkappa}{2}$ в $\sum\limits_{n}$ и для N_{e} и Q перед $\sum\limits_{n}$ появляется множитель $^1/_2$.

В [1] уже было отмечено, что большие поправки на высшие приближения не означают непригодности теории возмущений для решения задачи. Чтобы еще раз пояснить это обстоятельство, перейдем в (10) к «бесконечному приближению» (подчеркнем, что мы придаем этому приближению только иллюстративный смысл).

Условие $\sum\limits_{\varkappa}\beta_\varkappa\dfrac{\delta_\varkappa^2}{1+\delta_\varkappa^2} < 1$, как правило, выполняется ($\delta_\varkappa \ll 1$). В таком случае ряды по n в (10) сходятся (геометрическая прогрессия), и мы имеем

$$N_{\mathrm{q}}(\infty) = Q(\infty)\cdot\left|1-\frac{\sum\limits_{\varkappa}\beta_\varkappa\frac{\delta_\varkappa}{\delta_\varkappa-i}}{1+x}\right|^2 = Q(\infty)\cdot\frac{1+y^2}{(1+x)^2}, \qquad (11\text{а})$$

$$N_{\mathrm{e}}(\infty) = Q(\infty)\cdot\sum_{\varkappa}\beta_\varkappa\left|1-\frac{\frac{\delta_\varkappa}{\delta_\varkappa+i}\sum\limits_{\varkappa}\beta_\varkappa\frac{\delta_\varkappa}{\delta_\varkappa-i}}{1+x}\right|^2 =$$

$$= Q(\infty)\cdot\left[\sum_{\varkappa}\beta_\varkappa - \frac{(x^2+y^2)(2+x)}{(1+x)^2}\right], \qquad (11\text{б})$$

$$Q(\infty)=\frac{1}{1-\mathrm{Re}\left\{\sum_{\varkappa}\beta_{\varkappa}\frac{\delta_{\varkappa}+i}{\delta_{\varkappa}-i}-\frac{\left(\sum_{\varkappa}\beta_{\varkappa}\frac{\delta_{\varkappa}}{\delta_{\varkappa}-i}\right)^2}{1+x}\right\}}=\frac{1}{1+\sum_{\varkappa}\beta_{\varkappa}-2x+\frac{x^2-y^2}{1+x}}, \quad (11\text{в})$$

где

$$x=\sum_{\varkappa}\beta_{\varkappa}\frac{\delta_{\varkappa}^2}{1+\delta_{\varkappa}^2}, \qquad y=\sum_{\varkappa}\beta_{\varkappa}\frac{\delta_{\varkappa}}{1+\delta_{\varkappa}^2}.$$

Несложные алгебраические преобразования показывают, что уравнение сохранения выполняется в бесконечном приближении точно:

$$N_{\mathrm{q}}(\infty)+N_{\mathrm{e}}(\infty)=1.$$

Перейдем теперь к оценке области, где поправки на высшие приближения теории возмущений могут быть велики.

Рассмотрим приближение $p\ll\alpha z\ll 1$, где p — импульс электрона сплошного спектра. Тогда из формул для КВК на K-оболочке, приведенных в работе [5], можно получить следующее простое выражение*:

$$\beta_L\approx 8\pi\alpha\frac{(\alpha z)^{2L+2}}{\omega^{2L+1}}-\frac{[(2L-1)!!]^2}{2L+1}\left\{(L+1)\left|R(\varkappa)\right|^2_{\varkappa=-L}+L\left|R(\varkappa)\right|^2_{\varkappa=L+1}\right\}, \quad (12)$$

где

$$\mathrm{Re}\,R(\varkappa)\Big|_{\varkappa=\begin{cases}-L\\L+1\end{cases}}=\frac{\omega}{\alpha z}2^k\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-2)^n}{n!}\Gamma_0(n)\,(n+k+1-L)\cdot\varphi_n^{\pm},$$

$$\mathrm{Im}\,R(\varkappa)\Big|_{\varkappa=\begin{cases}-L\\L+1\end{cases}}=-2^k\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-2)^n}{n!}\Gamma_0(n)\,\tilde{\varphi}_n^{\pm},$$

$$\Gamma_0(n)=\frac{(k-L+n)!}{(2k+n)!},$$

$$\varphi_n^{\pm}=1+\frac{k\pm k}{2}-\frac{n+k+2-L}{2k+1+n}, \qquad \tilde{\varphi}_n^{\pm}=1+\frac{k\pm k}{2}-\frac{n+k+1-L}{2k+1+n},$$

$k=|\varkappa|$, ω — энергия перехода.

Заметим, что для малых αZ и $p\ll 1$ имеем: $\alpha Z\approx\sqrt{2\omega}$. Из (12) видно, что при $\omega\to 0$ величина КВК стремится к бесконечности («инфракрасная катастрофа» для КВК). Подтверждением этому служит быстрый рост КВК с уменьшением Z, имеющий место в таблицах КВК для граничных энергий [6]. Экранирование не может изменить принципиальную сторону этого результата, ибо тот же эффект будет и при $Z=1$. Однако высшие приближения могут существенно уменьшить КВК вследствие большой дополнительной разрядки ядра γ — излучением через «электронный мостик». Из (12) видно, что при уменьшении ω $\beta_{\varkappa}$ растет, как ω^{-L}, а $\delta_{\varkappa}$ уменьшается, как $\sqrt{\omega}$. Таким образом, $\beta_{\varkappa}\delta_{\varkappa}$ растет с уменьшением ω. Но из (10) следует, что область, где $\beta_{\varkappa}\delta_{\varkappa}$** не мало по сравнению с единицей, есть область больших поправок на высшие приближения. Таким образом, при очень малых энергиях и больших мультипольностях ядерных переходов эти поправки могут быть велики.

---

* Для краткости рассматриваем только магнитные мультиполи.

** Конечно, неравенство $\sum_{\varkappa}\beta_{\varkappa}\frac{\delta_{\varkappa}^2}{1+\delta_{\varkappa}^2}<1$ при этом не должно быть нарушено.

Отметим еще, что в $\gamma-\gamma$- и $\gamma-e$-корреляции даже небольшая добавка γ-излучения от «электронного мостика» может оказаться существенной в силу чувствительности метода угловых корреляций.

Авторы благодарны Б. С. Джелепову, В. Б. Берестецкому, Л. А. Сливу и Ю. В. Новожилову за обсуждение результатов настоящей работы.

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Крутов В. А., см. настоящий номер журнала, стр. 162.
2. Tralli N., Goertzel G., Phys. Rev., **83**, 399 (1951).
3. Rose M. E., Multipole Fields, No. 27.— N. Y., 1955.
4. Coish H. R., Phys. Rev., **84**, 164 (1951).
5. Rose M. E. and others, Phys. Rev., **83**, 79 (1951).
6. Spinrad B. I., Keller E. B., Phys. Rev., **84**, 1056 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. П. ПРИХОДЦЕВА и Ю. В. ХОЛЬНОВ

γ-СПЕКТР La^{140}

Схема распада La^{140} не может считаться окончательно установленной. Ввиду того, что установление схемы уровней Ce^{140} (ядра с магическим числом нейтронов) весьма интересно, мы предприняли повторное изучение сложного γ-спектра La^{140} при помощи ритрона [1], работающего в новых экспериментальных условиях [2] — в камере прибора отсутствовал газ. Здесь мы приводим только полученные нами экспериментальные результаты. Были проведены две серии измерений с двумя различными источниками La_2O_3 весом ~2 г, обладающими начальной активностью около 1,5 Cu.

Энергии и относительные интенсивности γ-лучей La^{140}

№ п/п.	E_γ, keV		Относительные интенсивности	№ п/п.	E_γ, keV		Относительные интенсивности
	по данным работы [3]	по нашим данным			по данным работы [3]	по нашим данным	
1	328,6	323±6	0,21	8	—	868±5	0,053
2	—	(400)	0,03	9	—	(903)	0,008
3	436	434±7	0,025	10	923	923±5	0,096
4	486,6	491±5	0,419	11	1597	1597±7	1,00
5	—	(643)	0,011	12	1909	—	<0,0015
6	730	748±7	0,0337	13	—	2343±15	0,0078
	751,9						
7	815,3	815±5	0,196	14	—	2515±15	0,037
				15	—	2890±30	0,0008

1. Результаты I серии измерений — экспериментальный спектр (за вычетом фона) — приведены на рисунке и в таблице.

При определении относительных интенсивностей γ-линий вводились поправки на самопоглощение γ-лучей и на поглощение их во входном окне прибора.

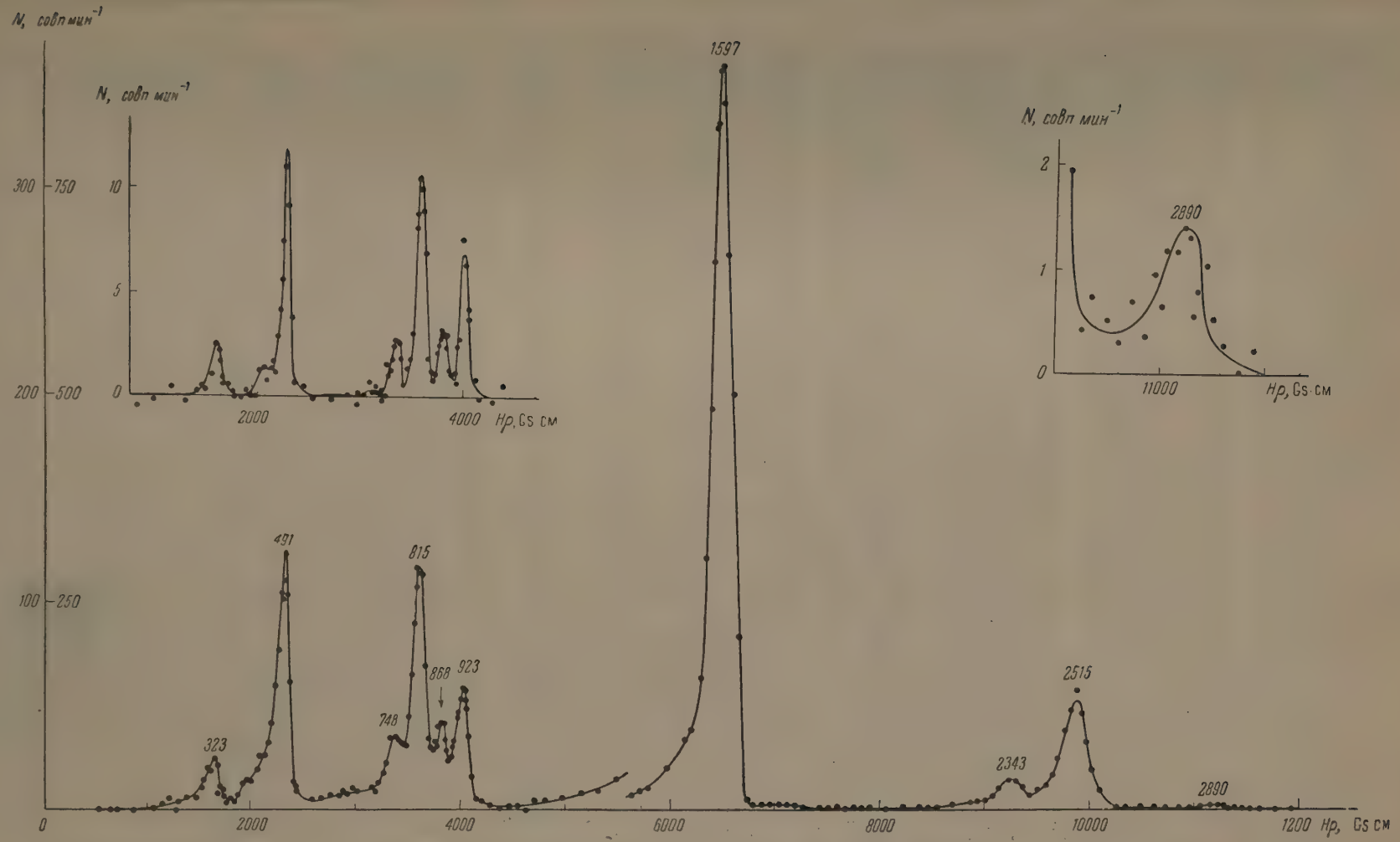
Учитывалась зависимость спектральной чувствительности прибора [2] от энергии γ-лучей.

Отличие новых результатов от полученных нами ранее [4] состоит в следующем.

1. Благодаря удалению газа из прибора γ-линии стали более узкими (3,3% вместо 5,5% в области 1 MeV). Группы линий 1 и 4, а также 6—8 в работе [4] были не разрешены. В области $H\rho = 3200 + 4200$ вместо одного горба мы отчетливо видим четыре γ-линии.

2. Уточнены относительные интенсивности γ-линий. Некоторое отличие имеется в области мягких γ-лучей — там, где влияние наполняющего прибор газа особенно велико.

3. Обнаружены новые γ-линии 868 и 2343 keV. Химическая очистка препарата не производилась. Поэтому о принадлежности этих γ-линий La^{140} можно судить только по тому обстоятельству, что интенсивность их убывает в соответствии с периодом полураспада ~40 час. Обнаружен избыток электронов отдачи, соответствующий γ-лучам с энергией 400, 643 и 903 keV, наличие которых мы сейчас не можем, однако, считать доказанным.



Экспериментальный спектр γ-лучей La^{140} (за вычетом фона). Правая шкала по оси ординат относится к области H 5600 ÷ 7400. Левая шкала — к остальной части нижней кривой

4. В работе [4] было обнаружено превышение числа импульсов над фоном в районе энергий >2700 keV. Мы давали верхний предел интенсивности жестких линий (<0,002 квант расп$^{-1}$).

Во вставке на рисунке справа изображен этот участок спектра в увеличенном масштабе.

Результаты не являются статистически точными, однако свидетельствуют, что существует γ-линия с энергией около 2900 keV и интенсивностью порядка $1 \cdot 10^{-3}$ квант расп$^{-1}$.

Нужно отметить, что в работе [5] обнаружена отчетливая конверсионная линия, соответствующая переходу 1909 keV. Согласно нашим измерениям, если и есть такая γ-линия, то ее интенсивность не превышает ~0,1% на распад.

2. Вторая серия измерений была поставлена с целью более детального изучения первых двух участков спектра в области мягких γ-лучей.

Для дальнейшего улучшения разрешающей способности прибора мы сузили фокусные щели прибора до 1 мм (с 2 мм) и уменьшили их высоту до 18 мм (с 46 мм). Применялась также более тонкая целлофановая мишень (17 μ вместо 50 μ).

На рисунке слева вверху приведены результаты этой серии измерений. Видно, что все γ-линии, обнаруженные в I серии, проявились и здесь, но значительно более четко. Провалы между линиями глубже, хвосты со стороны малых энергий меньше. Новая линия 868 keV видна в этой серии еще отчетливее.

При определении интенсивностей γ-линий II серия измерений принималась во внимание, однако за основу бралась I серия, как статистически более надежная.

Здесь мы не обсуждаем схему распада La^{140}, однако заметим, что обе новые γ-линии 868 и 2343 keV не укладываются в предложенные ранее схемы распада La^{140} [3, 4].

Авторы выражают благодарность Б. С. Джелепову за обсуждение результатов работы; Г. Е. Щукину, В. Ф. Родионову и Н. Воиновой за помощь при измерениях.

Радиевый институт
им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 599 (1954).
2. Джелепов Б. С., Приходцева В. П., Феоктистов А. И., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР, Серия физич., 20, 1361 (1956); Голованов И. Б., Джелепов Б. С., Лебедев Л. С., Приходцева В. П., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР, Серия физич., 21, 985 (1957).
3. Peacock G., Quinn J., Oser A., Phys. Rev., 94, 372 (1954).
4. Архангельский Л. В., Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Приходцева В. П., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР, Серия физич., 19, 251 (1955).
5. Башилов А. А., Джелепов Б. С., Новосильцева Н. Д., Червинская Л. С., см. настоящий номер журнала, стр. 178.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

А. А. БАШИЛОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Н. Д. НОВОСИЛЬЦЕВА и Л. С. ЧЕРВИНСКАЯ

КОНВЕРСИОННЫЙ СПЕКТР La^{140}

Введение

Радиоактивное излучение, возникающее при распаде La^{140}, изучалось многими исследователями. Критический анализ всех работ, опубликованных до мая 1955 г., был приведен в работе Архангельского, Джелепова, Жуковского, Приходцевой и Хольнова [1]. Из анализа видно, что на фоне β-спектра La^{140} имеется значительное число слабых конверсионных линий. Квантовые характеристики соответствующих переходов оставались неизвестными и поэтому спины и четности нижних возбужденных состояний Ce^{140} не были установлены.

Наши прежние исследования конверсионного спектра La^{140} были выполнены [2] с лантаном, облученным нейтронами; препараты, изготовленные таким путем, имеют малую удельную активность. Как только мы получили возможность выделять препараты La^{140} с высокой удельной активностью из Ba^{140} ($T = 12{,}8$ дня), мы повторили исследования конверсионного спектра. Ниже описаны результаты, полученные нами. Приходцева и Хольнов [23] заново, в улучшенных условиях, измерили γ-спектр La^{140}; их результаты использованы в настоящей работе.

1. Условия экспериментов

Исследование спектра конверсионных электронов La^{140} проводилось нами при помощи магнитного спектрометра с улучшенной фокусировкой — кэтрона [3].

Углы расходимости пучка электронов в спектрометре использовались такие, что относительная ширина основных конверсионных линий La^{140} на половине ее высоты была равна 0,5%.

Регистрация электронов производилась при помощи обычного счетчика Гейгера — Мюллера. Для контроля работы установки применялся еще один счетчик, расположенный сзади первого и включенный по схеме совпадений с первым. Счетчики наполнялись аргоном и парами спирта (или метаном). Окно первого счетчика заклеивалось коллодиевой пленкой с поверхностной плотностью 0,2 мг $см^{-2}$. В этом случае регистрировались электроны, начиная с энергии приблизительно 10 keV. La^{140} выделялся из солянокислого раствора Ba^{140}, с которым он находился в радиоактивном равновесии, путем осаждения раствором аммиака. Осадок отделялся центрифугированием и многократно промывался теплой водой с добавлением небольшого количества раствора аммиака. Для удаления следов Ba^{140} осадок $La(OH)_3$ растворялся в растворе соляной кислоты, затем добавлялся барий и снова производилось осаждение La^{140}. Операция растворения и осаждения производилась несколько раз.

Выделение La^{140} производилось многократно из одного и того же исходного раствора Ba^{140}.

Раствор La^{140} тонким слоем наносился на пленку из коллодия, толщина которой была около 0,1 μ. Поверхностная плотность активного слоя была очень малой, что подтверждалось совпадением экспериментально измеренных полуширин линии с приборной при $E > 200$ keV.

В результаты измерений вводилась поправка на поглощение электронов в пленке на окне счетчика. Поправка на поглощение электронов в самом препарате не вносилась, так как была очень незначительной.

2. Результаты исследований

Общий вид β-спектра и конверсионных линий La^{140} изображен на рис. 1. Представленная кривая является результатом усреднения различных серий измерений. Всего было использовано пять источников, с которыми

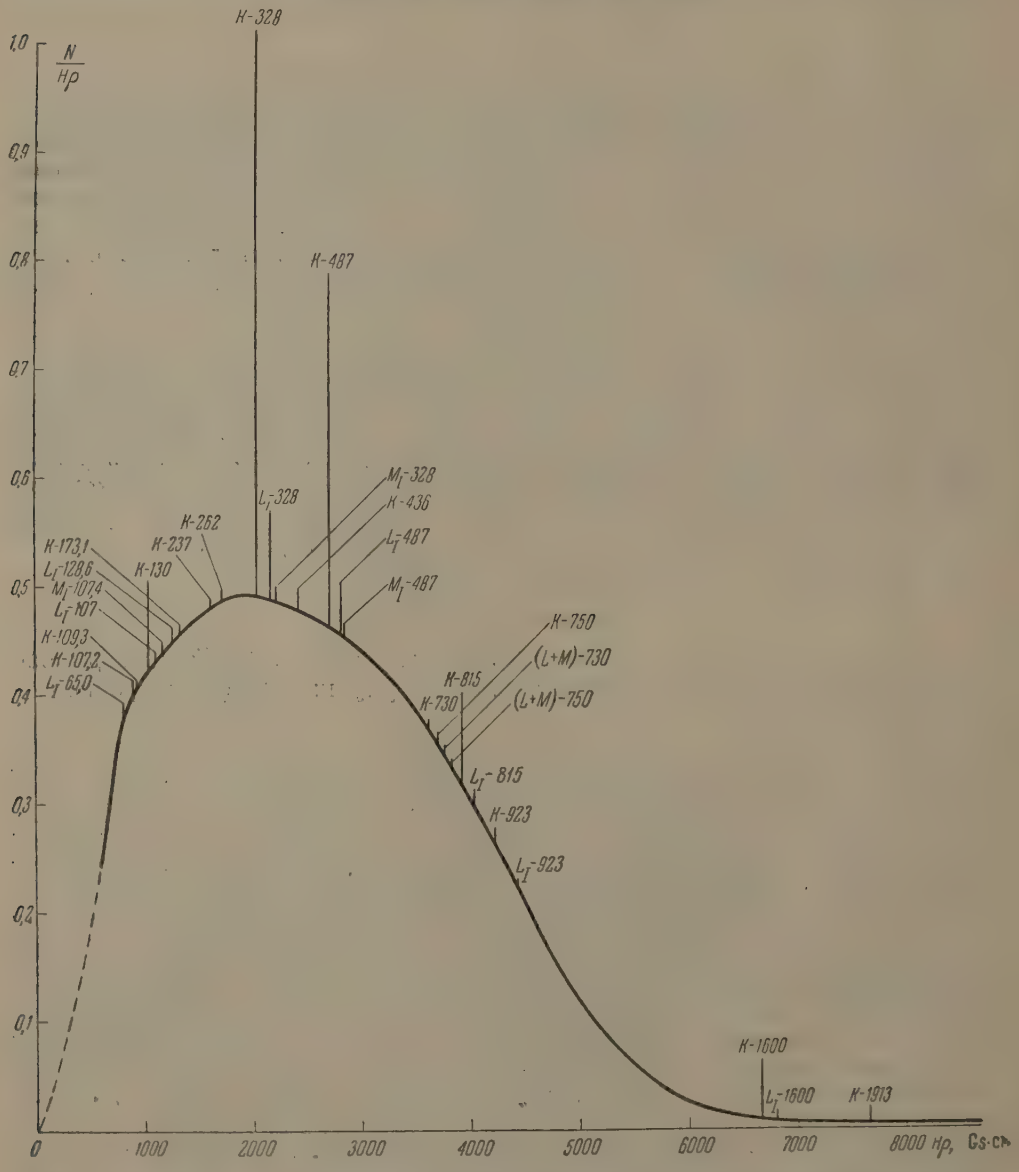


Рис. 1. Общий вид конверсионного и β-спектра La^{140} (Высоты линий пропорциональны их интенсивностям)

было проведено восемь серий измерений. В результате каждой серии измерений получалось около 500 экспериментальных точек. Средняя статистическая погрешность при измерении сплошного спектра была около 3%. Конверсионные линии измерялись с большей статистической точностью.

В результате наших измерений было обнаружено 28 конверсионных линий, соответствующих 16 ядерным переходам. Мы нашли все линии,

обнаруженные ранее Корком с сотрудниками [4] и, кроме того, слабые K- и L-линии, соответствующие $h\nu = 730$ keV.

Область малых энергий в более крупном масштабе изображена на рис. 2. В начале спектра была обнаружена малоинтенсивная линия с энергией электронов 58,4 keV. Если предположить, что эта линия является следствием внутренней конверсии γ-перехода на L_I-оболочке Ce^{140}, то энергия соответствующего перехода будет равна 65,0 keV.

Вторая электронная линия с энергией 66,8 keV была интерпретирована нами как линия внутренней конверсии на K-оболочке γ-перехода с энергией 107,2 keV. Разность энергий этой линии и линии с энергией 102 keV соответствует разности энергий для K- и L_I-уровней Ce.

Линии с энергией 68,9 keV была принята нами за линию внутренней конверсии на K-оболочке ядерного перехода с энергией 109 keV.

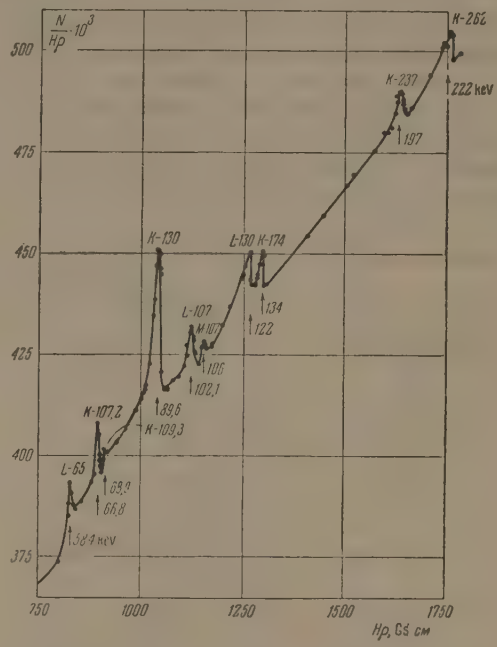


Рис. 2. Конверсионные линии La^{140} в области малых энергий

Конверсионная линия с энергией 89,6 keV более интенсивна, чем соседние; разность энергий электронных линий 89,6 и 122 keV совершенно определенно свидетельствует о том, что эти электронные линии являются следствием внутренней конверсии ядерного перехода $h\nu = 130$ keV на K- и L_I-оболочках Ce.

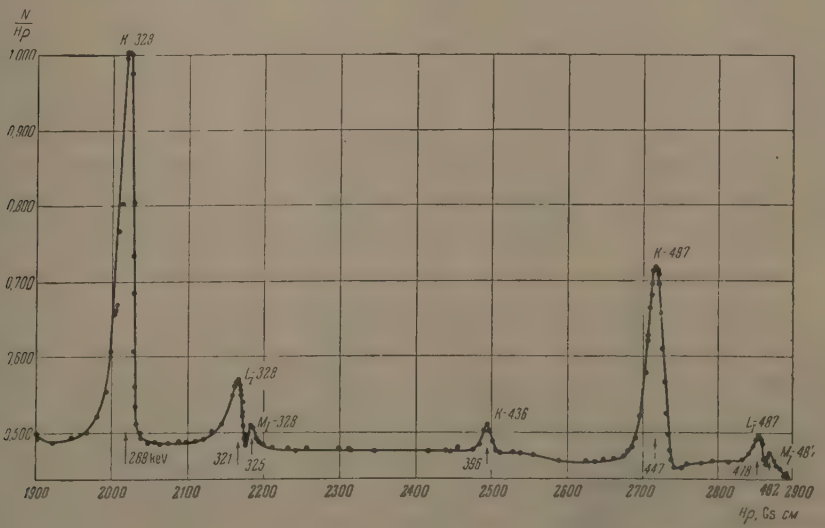


Рис. 3. Конверсионный спектр La^{140} в области энергий 320 ÷ 490 keV

Три конверсионные линии с энергиями 134, 197 и 222 keV очень слабо возвышаются над сплошным β-спектром. Мы предполагаем что все эти три линии являются конверсионными линиями на K-оболочках γ-переходов

с энергиями 174, 237 и 262 keV; это не могут быть L-линии, так как соответствующих K-линий не видно.

Линии, соответствующие внутренней конверсии ядерных переходов с энергиями 328 и 487 keV, наблюдались во всех работах, относящихся к исследованию La^{140}. Однако относительные интенсивности этих линий, кроме работы Корка с сотрудниками [4], нигде не приводились. Поэтому эти линии изучались нами особенно подробно. Нам удалось наблюдать K-, L- и M-линии этих переходов (рис. 3) и определить их относительные интенсивности; данные приведены в табл. 1. Линия с энергией 396 keV была интерпретирована нами как линия внутренней конверсии на K-оболочке ядерного перехода с энергией 436 keV.

Таблица 1

Энергии и интенсивности конверсионных линий при распаде $La^{140} \rightarrow Ce^{140}$ по данным различных авторов

Энергия конверсионной линии, keV		Происхождение линии	Энергия перехода*, keV		Принятая энергия перехода	Относительные интенсивности, %		n_e на 100 распадов	
Корк и др. [4]	данная работа		Корк и др. [4]	данная работа		Корк и др. [4]	данная работа	Болотин и др. [14]	данная работа
62,1	58,4	L_I	68,7	65,0	68,7	20	1,7	—	0,010
68,9	66,8	K	109,3	107,2	108,3	40	2,2	—	0,013
70,1	68,9	K	110,5	109,3	109,9	10	0,4	—	0,002
90,3	89,6	K	130,7	103,0	130,8	70	17	—	0,100
102,7	102	L_I	109,3	108,7	109,9	40	1,1	—	0,006
108,0	106	M_I	109,4	107,4	109,3	10	0,6	—	0,004
124,3	122	L_I	130,9	128,6	130,8	10	1,9	—	0,011
132,7	134	K	173,1	174	173,1	20	1,8	—	0,011
201,1	197	K	241,5	237	241,5	30	1,3	—	0,008
225,1	222	K	265,5	262	265,5	30	1,8	—	0,011
288,3	288	K	328,7	328	328,6	100	100	1,24	0,59
322,0	321	L_I	328,6	328	328,6	40	16	—	0,094
326,0	325	M_I	327,4	326	328,6	10	3	—	0,018
391,0	396	K	431,4	436	436,4	20	4	—	0,024
446,0	447	K	486,4	487	486,6	70	63	0,4	0,37
480,0	478	L_I	486,6	485	486,6	20	9	—	0,053
484,9	482	M_I	486,3	483	486,6	10	2	—	0,012
—	690	K	—	730	730	—	1,7	—	0,010
711,5	710	K	751,9	750	751,9	10	2,5	—	0,015
—	724	$L_I + M$	—	731	730	—	1	—	0,006
—	744	$L_I + M$	—	751	751,9	—	0,7	—	0,004
775,5	775	K	815,9	815	815,3	50	16	0,168	0,094
808,2	808	L_I	814,8	815	815,3	10	2,1	—	0,012
886	883	K	926	923	923	10	2,4	—	0,014
—	916	L_I	—	923	923	—	0,3	—	0,002
1557	1560	K	1597	1600	1597	30	10	0,08	0,059
1591	1596	L_I	1598	1603	1597	10	1,2	—	0,007
1864	1873	K	1904	1913	1909	10	3	—	0,018

Участок конверсионного спектра от 700 до 950 keV изображен на рис. 4. Во всех почти работах в этой области энергий обнаруживали только одну γ-линию с энергией 815 keV. В работе Корка и др. [4] здесь обнаружены конверсионные линии, соответствующие трем γ-переходам с энергиями 751, 815 и 926 keV. В работе Колемана [5] были найдены две γ-линии с энергиями 815 и 893 ± 40 keV. Последнюю линию Колеман отождествил с линией 926 keV, обнаруженной в работе [4]. В наших измерениях во всех сериях на этом участке обнаруживались конверсионные линии, соответствующие

* Энергия связи K-оболочки Ce равна 40,4 keV, L_I-оболочки — 6,6 keV, M_I-оболочки—1,4 keV.

четырем γ-переходам. Кроме *K*- и *L*-линий хорошо известных переходов с энергией $\Delta E = 815{,}3$ и 926 keV мы наблюдали *K*- и *L*-линии переходов с $\Delta E = 730 \pm 10$ и 750 ± 10 keV. Эти очень слабые линии находятся на крутом спаде β-спектра.

Конверсионные линии, соответствующие ядерному переходу с энергией $h\nu = 1597$ keV, измерялись нами многократно. Результаты всех серий измерений совпадают друг с другом.

Нами также была обнаружена конверсионная линия, соответствующая переходу с энергией 1913 keV (рис. 5), наблюдавшаяся только Корком [4] ($h\nu = 1904$ keV).

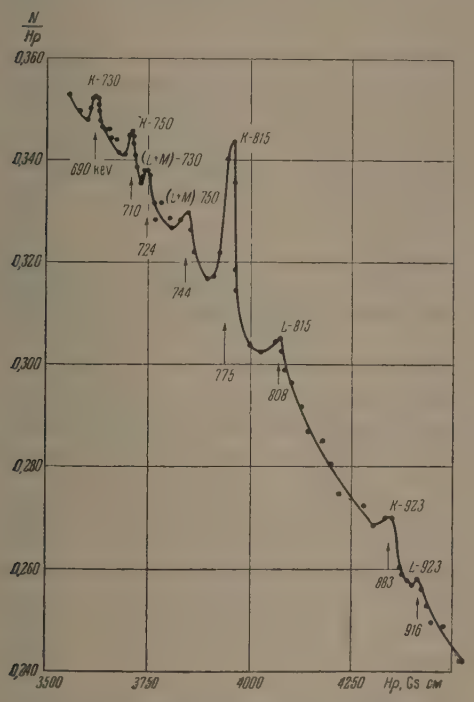


Рис. 4. Конверсионный спектр La^{140} в области энергий 700 ÷ 930 keV

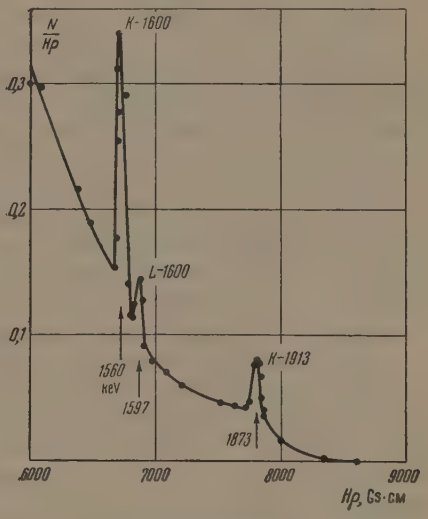


Рис. 5. Конверсионный спектр La^{140} в области больших энергий

В табл. 1 приведены значения энергии конверсионных электронов и ядерных переходов по нашим данным и по данным Корка и сотрудников [4]. Работа Корка и сотрудников выбрана для сравнения потому, что, по нашему мнению, наиболее точные определения энергии переходов в Ce^{140} принадлежат Корку и сотрудникам [4] (спектрометр с фотографической регистрацией конверсионных электронов) и Хедграну и Линду [6] (спектрометр с двойной фокусировкой фотоэлектронов). Последние определили энергию только четырех переходов: $\Delta E = 328{,}6 \pm 0{,}3$ keV, $486{,}7 \pm 0{,}4$ keV, $815{,}1 \pm 0{,}7$ keV и 1596 ± 2 keV.

Сравнение этих данных с числами Корка показывает, что энергии мягких линий по тем и другим данным согласуются с точностью, большей, чем 0,05%, а энергия жесткой — с точностью 0,10%. Дополнительная важная проверка правильности шкал Корка и сотрудников и Хедграна и Линда может быть сделана путем сравнения суммы энергий каскадных переходов с энергией прямого перехода. Из следующих каскадов видно, что в области до 1 MeV расхождения между суммой энергий каскадных переходов и энергией прямого перехода, полученной экспериментально, составляют в среднем 0,2 keV:

$$328{,}6 + 486{,}6 = 815{,}2 \approx 815{,}3 \text{ keV},$$
$$130{,}7 + 110{,}5 = 241{,}2 \approx 241{,}5 \text{ keV},$$
$$68{,}7 + 173{,}1 = 241{,}8 \approx 241{,}5 \text{ keV},$$
$$265{,}5 + 486{,}6 = 752{,}1 \approx 751{,}9 \text{ keV}$$

(использованы средние значения Корка и Хедграна и Линда).

Наши определения энергии не претендуют на такую точность. Полученные значения колеблются около корковских с отклонением в среднем на 3 keV (в области до 1 MeV), причем никакого систематического хода в разностях не заметно; иначе говоря, шкалы совпадают.

Другие определения энергии переходов, выполненные по γ-лучам [5, 7—18], обладают меньшей точностью, но в пределах погрешностей, указанных авторами, как правило, совпадают с данными Корка [4]. Мы не включили их в табл. 1, так как они не добавляют новых сведений, за исключением двух жестких γ-линий $h\nu = 2535$ и 2700÷3000 keV, которые никогда не наблюдались по конверсии, но наблюдались по фотоэлектронам [7—9, 11, 13], комптон-электронам [1], фотонейтронам и фотопротонам [7—10, 15—18]. В дальнейшем тексте мы называем линии по их энергии, указанной Корком, за исключением линий 108—109 keV, для которых взяты средние значения энергий, и линий $h\nu$ =436, 730 и 923 keV, энергии которых берутся по нашим данным.

Относительные интенсивности конверсионных линий определялись по площадям, ограниченным контурами линий и непрерывного β-спектра в координатах $N/H\rho = f(H\rho)$. Погрешности в определении площадей линий, а следовательно, и в относительных интенсивностях, связаны главным образом с неопределенностью в проведении непрерывного β-спектра.

При определении числа конверсионных электронов на 100 распадов мы сравнивали площади линии и непрерывного спектра. При этом мы не вносили никаких поправок на отражение электронов от подкладки источника.

В табл. 1 приводится отношение числа конверсионных электронов к числу β-частиц сплошного спектра и отношение интенсивности каждой из конверсионных линий к линии K-328. Приведенные нами значения сильно отличаются от ориентировочных значений, указанных в работе Корка и др. [4], иногда в 20 раз. Эти расхождения указывают на большие погрешности при оценке интенсивности слабых линий по почернению фотопластинки.

Для четырех интенсивных конверсионных линий имеются данные Болотина, Прюэта, Рогенкампа и Вилькинсона [14] относительно числа электронов на одну β-частицу. Для линий K-328 и K-815 имеется довольно сильное расхождение между нашими данными и приведенными ими (приблизительно в 2 раза). Другие значения сходятся лучше.

3. Определение мультипольности ядерных переходов в Ce^{140}. Отношение K/L

Мультипольность ядерных переходов может быть определена путем сравнения экспериментального и теоретических значений K/L для различных мультиполей.

Ориентировочные относительные интенсивности Корка с сотрудниками [4] для определения мультипольности переходов по отношению K/L не пригодны ввиду малой точности.

В работе Болотина и др. [14] K/L определено только для переходов с энергиями 328,6 и 486,6 keV. Оно по их измерениям равно 7,4. Указано также, что для линий с энергиями 815 и 1597 keV это отношение велико. Пользуясь данными табл. 1, можно определить K/L для семи основных линий La^{140}. Полученные на опыте значения K/L для шести из них приведены в табл. 2.

Воспользовавшись для коэффициента внутренней конверсии на K-оболочке значениями, рассчитанными Л. А. Сливом и И. М. Банд [19], а для коэффициента внутренней конверсии на L_I-оболочке — значениями Роуза, интерполированными Г. Ф. Драницыной [20], мы определили теоретические значения K/L для $Z = 58$ для шести первых мультиполей.

Таблица 2

Определение мультипольности ядерных переходов в Ce^{140} по отношению коэффициентов конверсии на *K*- и *L*-оболочках для основных линий La^{140}

Энергия перехода, keV	Экспериментальные значения K/L	Теоретические значения K/L для типов перехода						Вывод о мультипольности
		*E*1	*E*2	*E*3	*M*1	*M*2	*M*3	
109,3	2,0±1	7,0	2,2	0,5	7,0	4,5	1,4	*E*2 (*E*3 + *M*2)
130,0	9±2	7,4	2,7	1,0	7,0	4,7	1,7	*E*1 или *M*1
328,6	6,2±0,5	7,9	6,2	3,5	7,2	5,3	3,7	*E*2
486,6	7,0±0,5	8,2	6,9	4,7	7,2	5,7	4,8	*M*1, *E*2
815,3	7,6±1	8,2	7,6	6,5	7,5	7,5	6,8	Любые
923	8±1	8,2	8,6	6,6	7,5	8,0	7,5	Любые

Они приведены в табл. 2. Сравнение экспериментальных и теоретических значений показывает, что ядерный переход с энергией 109,3, вероятнее всего, является электрическим квадрупольным. Переход с энергией 130 keV является электрическим дипольным или магнитным дипольным.

Переход с энергией 328 keV можно идентифицировать как электрический квадрупольный, а переход с энергией 486,6 keV отнести к типам *E*2 или *M*1. Однако для линий с энергией 815,3 и 923 keV определение мультипольности перехода этим методом делается затруднительным, так как отношения K/L для разных мультипольностей различаются на 5—10%, что практически лежит в пределах довольно больших экспериментальных ошибок. Для энергий свыше 1 MeV нет надежных значений для коэффициентов внутренней конверсии на *L*-оболочке. Поэтому определение мультипольности таким способом делается невозможным.

Величины α_K

Мы располагаем в настоящее время сведениями об относительных интенсивностях в спектрах как конверсионных электронов, так и γ-лучей [23]. Эти сведения можно использовать для определения коэффициентов конверсии, если удастся связать шкалы двух спектров; это можно сделать, если известна мультипольность хотя бы одного перехода.

У ядер с четными числами N и Z первый уровень возбуждения, как правило, типа 2^+. Можно предположить, что первый уровень Ce_{32}^{140} также принадлежит к типу 2^+. Как это видно из анализа [1], нет сомнений в том, что первый уровень Ce^{140} имеет энергию около 1597 keV. Таким образом, можно ожидать, что переход с энергией $\Delta E = 1597$ keV — чистый электрический квадрупольный переход (*E*2). Приведенные дальше экспериментальные данные об α_K и об угловых корреляциях (см. стр. 185) этому предположению не противоречат.

Приняв, что переход $\Delta E = 1597$ keV типа *E*2, легко находим α_K для всех переходов, для которых известны относительные интенсивности γ-лучей и конверсионных электронов. Результаты приведены в табл. 3. При ее составлении использованы наши данные о конверсионных электронах и данные [14] и [23] об относительных интенсивностях γ-линий.

Связь между шкалами спектров конверсионных электронов и γ-лучей может быть получена также и в том случае, если известно число конверсионных электронов какой-либо линии, приходящееся на один распад $\left(\frac{e_K}{\beta}\right)_i$, и число γ-квантов какой-либо линии, приходящееся на один распад $\left(\frac{\gamma}{\beta}\right)_i$. Первое из этих чисел получается путем сравнения площадей, ограниченных контуром линии и β-спектром.

Таблица 3

Определение мультипольности ядерных переходов по величине α_K

Энергия перехода, keV	Эксперимент. значение $\alpha_K \cdot 10^3$	Теоретические значения $\alpha_K \cdot 10^3$ для разных типов перехода						Вывод о мультипольности
		$E1$	$E2$	$E3$	$M1$	$M2$	$M3$	
328	29	8,7	29	93	47	270	380	$E2$
436	10,4	4,8	14	36	19	63	200	($E2$)
487	9,3	3,7	10	27	15	47	120	$E2$
815	5,0	1,1	2,7	6,0	4,2	11	24	$M1$
923	1,4	0,87	2,1	4,3	3,0	7,8	17	($E1$, $E2$ или $M1$)
1597	0,69*	0,33	0,69	1,3	0,92	19	3,5	$E2$*

Для перехода $\Delta E = 1597$ keV, согласно табл. 1, $\left(\frac{e_K}{\beta}\right)_{1597} = 0{,}059$. Второе число не измеряется непосредственно на опыте и его приходится брать из косвенных данных. Линия $h\nu = 1597$ keV дает совпадения со всеми интенсивными γ-линиями La^{140}.

Анализ [1] показывает, что она возникает в $94 \pm 9\%$ распадов, причем погрешность учитывает возможность существования неизвестных пока каскадов, идущих параллельно переходу $\Delta E = 1597$ keV. Таким образом

$$\left(\frac{\gamma}{\beta}\right)_{1597} = 0{,}94,$$

откуда

$$(\alpha_K)_{1597} = \frac{0{,}059}{94} = 0{,}00063.$$

Это число весьма близко к теоретическому значению для $E2$-переходов (0,00069). Поэтому ясно, что экспериментальные значения α_K для всех линий табл. 3, определенные по такому способу, будут только на 10% меньше приведенных в таблице, что практически не скажется на выводе о мультипольности.

Сопоставление табл. 2 и 3 показывает, что они ни в одном случае не противоречат друг другу, а в некоторых случаях дополняют друг друга и позволяют считать, что переходы с энергией 328,6 и 486,6 keV — почти чистые $E2$-переходы, а переход с энергией 815,3 keV в основном типа $M1$.

Значения α_K до сих пор были даны только в двух работах — нашей [2] и Болотина с сотрудниками [14]. Значения Болотина для $h\nu = 328$, 487, 815 и 1597 keV соответственно равны: 0,0307, 0,00732, 0,00412 и 0,0008. Они отличаются от наших, которые мы считаем более точными, в среднем на 25%. Однако выводы, которые можно сделать на основании этих данных о мультипольности переходов, совпадают со сделанными выше.

γ—γ-Корреляции

Мы не исследовали корреляций между γ-лучами Ce^{140}; однако данные, полученные в последние годы, могут помочь при установлении квантовых характеристик, и поэтому мы их здесь резюмируем.

Корреляция $(\gamma_{186})(\gamma_{1597})$. Бишоп и Порба [21], а затем Болотин и др. [14] нашли, что эта корреляция совместима с последовательностью спинов у уровней 2083, 1597 и 0 keV Ce^{140} : 4—2—0.

Корреляция $(\gamma_{815})(\gamma_{1597})$. Робинсон и Маданский [12] нашли,

* Принятое значение (см. ниже).

что эта угловая корреляция находится в согласии с последовательностью спинов 4—2—0.

Бишоп и Йорба [21] нашли, что она лучше всего согласуется с последовательностями 3—1—0 или 3—2—0.

Наконец, Болотин и др. [14] считают, что она не может быть согласована ни с какой последовательностью чистых мультиполей. Однако она может быть согласована с такими смесями:

$3^+\{98\%\, M1 + 2\%\, E2\}\, 2^+\{E2\}\, 0^+$ и $4^+\{74\%\, E2 + 26\%\, M3\}\, 2^+\{E2\} 0^+$.

Корреляция $(\gamma_{328})(\gamma_{487})$ и $(\gamma_{328})(\gamma_{1597})$. Болотин и др. [14] нашли для этих двух пар корреляцию, совместимую с последовательностями:

$3^+\{M1 + E2\}\, 4^+\{E2\}\, 2^+\{E2\}\, 0^+$ и $4^+\{M1 + E2\}\, 4^+\{E2\}\, 2^+\{E2\}\, 0^+$.

Корреляция $(\gamma_{923})(\gamma_{1597})$. Колеман [5] нашел, что эта корреляция согласуется с последовательностью:

$$2^+\{99\%\, M1 + (0{,}1 \div 1{,}0)\%\, E2\}\, 2^+\{E2\}\, 0^+.$$

4. Квантовые характеристики возбужденных состояний Ce^{140}

1. Первое возбужденное состояние Ce^{140} ($E_1 = 1597$ keV) принадлежит к типу 2^+. Это подтверждено значением α_K, не противоречит всем угловым корреляциям и находится в согласии с систематикой первых уровней четно-четных ядер.

2. Второе возбужденное состояние имеет энергию возбуждения $E_2 = 2083$ keV. Известен только один переход — на первый уровень ($h\nu = 486{,}6$ keV). Величина α_K для этого перехода почти однозначно указывает на тип $E2$; экспериментальное значение K/L почти точно совпадает с теоретическим для $E2$. Такая мультипольность перехода совместима со следующими характеристиками рассматриваемого уровня: 0^+, 1^+, 2^+, 3^+ и 4^+. Однако 0^+ исключается вследствие наличия β^--распада на этот уровень при отсутствии перехода на основной уровень Ce^{140}. Типы 1^+ и 2^+ исключаются из-за отсутствия конкурирующего прямого перехода с энергией 2083 keV (табл. 4, первая строка) и, по-видимому, угловой корреляцией $(\gamma_{486{,}6})(\gamma_{1597})$.

На основании данных по угловым корреляциям [21, 14] следует отдать предпочтение типу 4^+, и мы в дальнейшем принимаем этот тип. Согласно эмпирическому правилу Глаубмана, по которому у круглых ядер четные состояния чаще имеют четный спин, также следует отдать предпочтение типу 4^+.

Табл. 4 объясняет, почему не наблюдается линия $h\nu = 2083$ keV: при типе уровня 2083 keV 4^+ она должна быть слабее, чем линия $h\nu = 486{,}6$ keV в 160 000 раз.

3. Третье возбужденное состояние имеет энергию возбуждения $E_3 = 2412$ keV. С него наблюдаются переходы на первый и второй уровни Ce^{140} ($h\nu = 815{,}3$ и $328{,}6$ keV); не наблюдается переход на основное состояние Ce^{140}.

Для перехода с энергией 815,3 keV значение α_K, по нашим данным, равно 0,0050—0,0054 — в зависимости от способа расчета, по данным Болотина и др. [14] $\alpha_K = 0{,}0041$; эти значения близки к теоретическим для $M1$ (0,0042).

Так как первый уровень Ce^{140}, на который происходит переход 815,3 keV, типа 2^+, то для уровня 2412 keV следует рассматривать 0^+, 1^+, 2^+, 3^+ и 4^+. Как и выше, 0^+ исключается вследствие наличия β^--распада, а 1^+ и 2^+ — вследствие отсутствия прямого перехода с $h\nu = 2412$ keV (см. табл. 4, вторая строка). Остаются 3^+ и 4^+.

Переход с энергией 328,6 keV, судя по величине K/L и α_K, типа $E2$. Переход этот идет на уровень 2083 keV Ce^{140}, который относится к типу

Таблица 4

Относительные интенсивности конкурирующих γ-переходов с уровней 2083, 2412 и 2520 keV Ce^{140}

(Теоретические значения вычислены по формулам одночастичной модели, приведенным в [22]; S положено равным 1)

Энергия уровня, keV	Рассматриваемое отношение вероятностей переходов	Экспер. значения отношения вероятностей	Теоретические значения отношения вероятностей при различных типах рассматриваемого уровня[*1]				Примечание
			1^+	2^+	3^+	4^+	
2083	$\frac{\gamma_{2083}}{\gamma_{487}}$	$<0{,}15$	$1\cdot10^{3}\div8\cdot10^{4}$	$1\cdot10^{3}$	$6\cdot10^{-6}\div7\cdot10^{-3}$	$6\cdot10^{-6}$	*2
2412	$\frac{\gamma_{2412}}{\gamma_{815}}$	$<0{,}3$	$0{,}6\div9\cdot10^{3}$	$0{,}6\div230$	$5\cdot10^{-9}\div1\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^{-6}$	*3
2412	$\frac{\gamma_{328}}{\gamma_{815}}$	$0{,}50$	$8\cdot10^{-17}\div1\cdot10^{-9}$	$0{,}01\div3\cdot10^{-5}$	$3\cdot10^{-5}\div2$	$0{,}01\div20$	*4
2520	$\frac{\gamma_{923}}{\gamma_{2520}}$	$2{,}2$	$2\cdot10^{-4}\div2$	$7\cdot10^{-3}\div2$	$1\cdot10^{+3}\div2\cdot10^{8}$	$8\cdot10^{5}$	*4
2520	$\frac{\gamma_{436}}{\gamma_{2520}}$	$0{,}7$	$3\cdot10^{-17}\div3\cdot10^{-11}$	$2\cdot10^{-4}$	$20\div2\cdot10^{7}$	$2\cdot10^{4}\div2\cdot10^{7}$	*4
2520	$\frac{K_{436}}{K_{923}}$	$1{,}7$	$2\cdot10^{-14}\div5\cdot10^{-7}$	$4\cdot10^{-4}\div0{,}2$	$4\cdot10^{-4}\div3\cdot10^{2}$	$2\cdot10^{-2}\div3\cdot10^{2}$	
			1^-	2^-	3^-	4^-	
2520	$\frac{\gamma_{923}}{\gamma_{2520}}$	$2{,}2$	$0{,}05$	$1\cdot10^{4}\div2\cdot10^{6}$	$2\cdot10^{6}$	$100\div4\cdot10^{8}$	*4
2520	$\frac{\gamma_{436}}{\gamma_{2520}}$	$0{,}7$	$1\cdot10^{-13}$	$2\cdot10^{-8}\div4\cdot10^{-2}$	$2\cdot10^{5}$	$3\cdot10^{10}\div5\cdot10^{13}$	*4
2520	$\frac{K_{436}}{K_{923}}$	$1{,}7$	$4\cdot10^{-12}$	$1\cdot10^{-5}\div6\cdot10^{2}$	$3\cdot10^{-2}$	$1\cdot10^{5}\div3\cdot10^{8}$	*4

3^+ или 4^+. Из возможных типов уровня 2412 keV Ce^{140} 1^+, 2^+, 3^+, 4^+, 5^+ и 6^+, согласно предыдущему, исключаются 1^+, 2^+, 5^+ и 6^+ и остаются по-прежнему 3^+ и 4^+.

Угловые корреляции $(\gamma_{815})(\gamma_{1597})$, $(\gamma_{328})(\gamma_{487})$ и $(\gamma_{328})(\gamma_{1597})$ также указывают на эти два типа.

Соотношение интенсивностей γ-линий $h\nu = 328{,}6$ и $815{,}3$ keV (табл. 4) исключает типы 1^+ и 2^+, но не позволяет сделать выбор между 3^+ и 4^+.

Табл. 4 показывает, что прямая разрядка уровня 2412 keV оказывается мало вероятной: линия 2412 keV должна быть слабее, чем линия 2521 keV, более чем в 30 раз.

4. Четвертый уровень возбуждения Ce^{140} имеет энергию возбуждения $E_4 = 2520$ keV. Он разряжается, по-видимому, на все лежащие ниже уровни — 0, 1597, 2083 и 2412 keV, давая γ-лучи с энергией квантов 2520, 923, 436 и 108 keV. Уже этот факт показывает, что спин этого уров-

---

[*1] Подчеркнуто в тех случаях, когда теоретическое значение, наиболее близкое к экспериментальному, отличается от него менее чем в 100 раз.

[*2] Принято, что переход $\Delta E = 486{,}6$ и 1597 keV — типа $E2$.

[*3] Принято, что переход $\Delta E = 815{,}3$ keV может быть любой смесью $E2 + M1$.

[*4] Принято, что уровни 2083 и 1597 keV Ce^{140} — типа 4^+ и 2^+.

ня не 0 и не больше 3. Для анализа остаются типы $1^{\pm}$, $2^{\pm}$, $3^{\pm}$. Для определения квантовых характеристик уровня 2520 keV должны быть использованы факты, относящиеся к переходам с $\Delta E = 2520$, 923 и 437 keV. Использование данных, относящихся к переходу между уровнями 2520 и 2412 keV, затруднено, во-первых, тем, что не известно, какая компонента дублета 107—109 keV возникает при этом переходе, а, во-вторых, тем, что остается еще неясным — спин уровня 2412 keV равен 3 или 4.

Для определения характеристик уровня 2520 keV могут быть использованы следующие данные:

а) коэффициенты конверсии α_K для переходов с энергией 436 и 923 keV,

б) угловая корреляция (γ_{923}) (γ_{1597}),

в) относительные интенсивности γ-линий $h\nu = 2520$, 923 и 436 keV,

г) относительные интенсивности K-конверсионных линий K-923 и K-436 keV,

Ниже приведены основные выводы, полученные в результате анализа этих данных.

А. Для перехода с $\Delta E = 923$ keV величина α_K известна не очень хорошо, хотя интенсивность γ-линии $h\nu = 923$ keV измерена достаточно хорошо, но конверсионная линия K-923 очень слаба и промерена плохо. Величина α_K лежит между значениями ее для $E1$ и $E2+M1$. Переход $\Delta E = 923$ keV происходит на уровень 1597 keV Ce^{140}, принадлежащий к типу 2^+. Поэтому не исключены типы $1^{\pm}$, 2^+, $3^{\pm}$, 4^+.

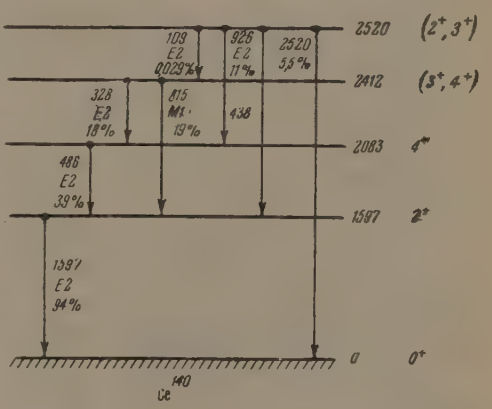


Рис. 6. Схема переходов между нижними уровнями Ce^{140}

Б. Для перехода с $\Delta E = 436$ keV α_K известно также с большой погрешностью. Величина α_K и в этом случае лежит между значениями для $E1$ и $E2 + M1$. Переход происходит на уровень 2083 keV Ce^{140} типа 4^+. Поэтому не исключены типы 2^+, $3^{\pm}$, $4^{\pm}$, $5^{\pm}$, 6^+. Учитывая предшествующее, мы сохраняем типы 2^+, $3^{\pm}$, 4^+.

В. Коленан [5], наблюдавший угловую корреляцию (γ_{923}) (γ_{1597}) нашел, что она лучше всего совместима с последовательностью $2^+ \to 2^+ \to 0^+$; это не противоречит пп. А и Б, но не ясно, в какой мере исключены другие типы.

Г. В табл. 4 приведены отношения интенсивностей конкурирующих γ-переходов $h\nu = 2520$, 923 и 436 keV и конверсионных переходов K-436 и K-923, вычисленные по формулам для одночастичных переходов; мы будем сравнивать их с экспериментальными отношениями. В тех круглых ядрах, где нижние уровни — вибрационные, вероятность перехода со второго возбужденного уровня на основной обычно уменьшается в 10÷100 раз. Однако в Ce^{140} нижние уровни, по-видимому, — одночастичные и нет оснований ожидать значительных отступлений от одночастичных формул. Мы будем считать согласие между экспериментальными и теоретическими значениями удовлетворительным, если эти значения отличаются не более чем в 100 раз.

Просматривая все графы табл. 4, относящиеся к разрядке уровня 2520 keV, мы видим, что ни при каком типе не удовлетворяются все три соотношения. Все же из оставшихся после пп. А и Б четырех типов два — 3^- и 4^+ — могут быть уверенно исключены. Для объяснения расхождений в табл. 4 для остающихся типов (2^+ и 3^+) необходимо предположить, что либо очень сильно заторможен один из переходов (например $h\nu = 923$ keV или $h\nu = 2520$ keV в 1000 раз), либо не верно какое-нибудь эксперимен-

тальное значение. В частности, если правилен тип 2^+, предложенный Колеманом, то трудность заключается в объяснении отношения $\gamma_{436}/\gamma_{2520}$: нельзя допустить, что γ-линия $h\nu = 436$ keV в действительности в 1000 раз слабее,— тогда α_K было бы очень большим; точно также не может быть γ-линия $h\nu = 2520$ keV в 1000 раз сильнее. Приходится поэтому сделать вывод, что теоретическое соотношение $\gamma_{436}/\gamma_{2520}$ нарушено и линия $h\nu = 2520$ keV заторможена в 1000 раз.

Схема переходов между нижними уровнями Ce^{140} изображена на рис. 6.

Авторы приносят благодарность Н. М. Антоньевой за постоянную помощь в работе, а также студентам ЛГУ Л. Чекуновой и Н. Маховой, принимавшим участие в отдельных сериях измерений.

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Архангельский Л. В., Джелепов Б. С. Жуковский Н. Н., Приходцева В. П., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР, Серия физич., **19**, 251 (1955).
2. Башилов А. А., Джелепов Б. С., Червинская Л. С., Изв. АН СССР, Серия физич., **18**, 88 (1954).
3. Джелепов Б. С., Башилов А. А., Изв. АН СССР, Серия физич., **14**, 263 (1950).
4. Cork J., Stoddard A., Le Blanc J., Branyan C., Martin D., Childs W., Phys. Rev., **83**, 856 (1951).
5. Coleman C., Phil. Mag., **46**, 1132 (1955).
6. Hedgran A., Lind D., Arkiv f. Fysik, **5**, 177 (1952).
7. Osborne R., Peacock W., Phys. Rev., **69**, 679 (1946).
8. Miller L., Curtiss L., Phys. Rev., **70**, 983 (1946).
9. Rall W., Wilkinson R., Phys. Rev., **71**, 321 (1947).
10. Beach L., Peacock C., Wilkinson R., Phys. Rev., **76**, 1624 (1949).
11. Bannerman R., Lewis G., Curran S., Phil. Mag., **42**, 1097 (1951).
12. Robinson B., Madansky L., Phys. Rev., **84**, 1067 (1951).
13. Peacock C., Quinn J., Oser A., Phys. Rev., **94**, 372 (1954).
14. Bolotin H., Pruett C., Roggenkamp P., Wilkinson R., Phys. Rev., **99**, 62 (1955).
15. Mitchell A., Langer L., Brown L., Phys. Rev., **71**, 140 (1947).
16. Hanson A., Phys. Rev., **75**, 1794 (1949).
17. Bishop C., Wilson R., Halban H., Phys. Rev., **77**, 416 (1949).
18. Wattenberg A., Phys. Rev., **74**, 497 (1947).
19. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.
20. Драницына Г. Ф., Коэффициенты внутренней конверсии на L_I, L_{II} и L_{III}-подоболочках.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
21. Bishop C., Perez Jorba J., Phys. Rev., **98**, 89 (1955).
22. Siegbahn K., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy.— Amsterdam, 1955.
23. Приходцева В. П., Хольнов Ю. В., см. настоящий номер журнала, стр. 176.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. А. РОМАНОВ

ПРЕЦИЗИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ НЕКОТОРЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ Ir^{192} и $Eu^{152,154}$*

Точное знание энергии переходов имеет большое значение при изучении схем распада радиоактивных элементов. Кроме того, по линиям с известной энергией обычно проводится градуировка большинства β-спектрометров. Такая градуировка возможна только при наличии достаточно большого числа линий с известной энергией. Имеется ряд конверсионных линий, энергия которых измерялась многими авторами различными способами и установлена с большой точностью. Это так называемые «стандартные» линии [1]. Наиболее часто для калибровки приборов используются конверсионные линии активного осадка RaTh.

Один из способов точного определения энергии конверсионной линии — сравнение энергии этой линии с энергией стандартной линии. Удобным прибором для такого определения энергии является призменный β-спектрометр: малая полуширина линий, получаемых на этом спектрометре, позволяет точно определять положение линий в спектре. Использование метода смещения** при исследовании спектра позволяет исключить влияние гистерезиса и точно определять энергетические расстояния между конверсионными линиями. Большая линейная дисперсия прибора снижает требование к точности установки источника в спектрометре.

На призменном β-спектрометре измерялась энергия некоторых конверсионных линий в спектрах Ir^{192} и $Eu^{152,154}$. Энергия K-линий переходов 296, 308 и 316 keV [3] в спектре Ir^{192} определялась путем сравнения положения этих линий с положением линий I ($E = 222{,}22 \pm 0{,}03$ keV) и J ($E = 234{,}61 \pm 0{,}03$ keV) активного осадка RaTh. Измерение энергий линий проводилось при полуширине линий 0,04 %. Размеры источника — 1×10 мм. Поверхностная плотность составляла $\sim 0{,}48$ мг см$^{-2}$. Для того чтобы избавиться от ошибок, связанных с неточностью установки источника в спектрометр, активный осадок RaTh наносился непосредственно на иридиевый источник. При полуширине линий 0,04 % уширение линий, вызываемое нанесением слоя активного осадка RaTh, было заметно только после третьего покрытия и не влияло на точность измерений. Одновременно изучался спектр Ir^{192} и спектр активного осадка RaTh. Соответствующие линии ThB и Ir^{192} снимались поочередно 8—10 раз, для того чтобы исключить влияние медленного изменения поля в спектрометре, связанного, по-видимому, с изменением температуры.

Энергетическое расстояние между линиями K-296 и I оказалось равным ($4{,}700 \pm 0{,}006$) keV. Расстояние между линиями в спектре Ir^{192} K-308, K-316 и линией $J(M_1)$ в спектре ThB составляет ($4{,}609 \pm 0{,}005$) keV и ($3{,}447 \pm 0{,}004$) keV соответственно. Таким образом, можно определить энергию соответствующих K-конверсионных линий:

K-296 $\quad E = 217{,}52 \pm 0{,}03$ keV,
K-308 $\quad E = 230{,}00 \pm 0{,}03$ keV,
K-316 $\quad E = 238{,}06 \pm 0{,}03$ keV.

* Доклад сделан на VII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии.

** Метод смещения описан в работе [2]. При его использовании источник конверсионных электронов изолируется от корпуса спектрометра. Изменяя напряжение, приложенное между источником и корпусом спектрометра при неизменном поле в магните и линзах, можно изучать небольшие участки спектра.

До сих пор не проводилось точного определения энергии перехода 374 keV, так как этот переход сравнительно слабый, а линия K-374 (конверсия в Os) лежит в непосредственной близости от L-316. В наших условиях линии K-374 и линии L-316 хорошо разделились. Энергию линий K-374 мы определяли, измерив энергетическое расстояние между нею и линией L_{II}-316; это расстояние оказалось равным (2,61±0,01) keV, а энергия линии K-374 $E = (300{,}54 \pm 0{,}04)$ keV.

Воспользовавшись таблицами энергий связи электронов в атомах [4], можно вычислить энергии переходов. Ошибка в определении энергии связи электронов составляет около 0,01 keV. В табл. 1 приведены последние

Таблица 1

Сравнение результатов измерения энергий (в keV) некоторых переходов в спектре Ir^{192}, полученных на различных приборах

По фотоэлектронам, по данным [5]	Кристалл-дифракционный метод		По нашим измерениям
	по данным [6]	по данным [3]	
295,8±0,1	295,96±0,10	295,94±0,09	295,87±0,03
308,4±0,1	308,66±0,06	308,45±0,09	308,35±0,03
316,5±0,1	316,52±0,04	316,46±0,09	316,41±0,03
374 ±2		374,7 ±0,5	374,44±0,04

литературные данные относительно энергии этих переходов и результаты наших измерений. Как видно из табл. 1, наши измерения хорошо согласуются с измерениями [5] и [3] и несколько хуже с измерениями [6].

В спектре Ir^{192} проводилось измерение разности энергии конверсионных линий с подоболочек Pt и Os, а также измерение разности энергий линий с K-оболочки Os для переходов с энергиями 201 и 205 keV. Результаты этих измерений приведены в табл. 2. Для сравнения в ней приведены также разности энергий связи в L-подоболочках Pt и Os, взятые из [4].

Таблица 2

Разности энергий (в eV) конверсионных линий в спектре Ir^{192}

Линии	Наши измерения	Рентгеновские данные
K-201 — K-205	4459±1	—
L_{II}-201 — L_{II}-205	4477±2	—
M_{III}-295 — L_I-308	1289±10	—
L_{III}-308 — L_I-316	5724±4	—
L_I-316 — M_{III}-308	3176±4	—
$L_I - L_{II}$ (Os)	585±4	590
$L_{II} - L_{III}$ (Os)	1519±1	1520
$L_I - L_{II}$ (Pt)	609±2	605
$L_I - L_{III}$ (Pt)	2311±1	2313

Как видно из табл. 2, результаты наших измерений в основном совпадают с результатами измерений [4]. Из измерения энергетических расстояний между конверсионными линиями от переходов 201 и 205 keV можно точно установить разность энергий этих переходов. Она составляет (4,477±0,002) keV.

В последнее время в литературе появились данные по измерению энергии переходов в спектре $Eu^{152, 154}$ [7], причем энергии переходов на основные состояния Sm и Gd отличаются как от значений энергий, полу-

ченных ранее, так и от значений энергий, полученных Бобыкиным и Новик [8] в нашей лаборатории. Представляло интерес точнее определить энергию этих переходов.

На призменном β-спектрометре проводилось измерение энергетического расстояния между линиями L_{II} 136,33 ± 0,02 keV (конверсия на Pt) в спектре Ir^{192} [3] и M_{III} 122 keV (конверсия на Sm) в спектре $Eu^{152,154}$. Измерения проводились при размерах источников 1 × 10 мм и полуширине линий порядка 0,07%. Поверхностная плотность источника Ir 0,2 мг $см^{-2}$, источника Eu—0,05 мг $см^{-2}$. В спектрометр поочередно ставились источники Ir^{192} и $Eu^{152,154}$. Установка источников производилась с точностью 0,1 ÷ 0,2 мм (что дает погрешность в определении положения линий 5 ÷ 10 eV). Было найдено, что разница энергий этих линий составляет (2,739 ± 0,006) keV. Для контроля было проведено измерение этой величины с двумя источниками (Ir^{192} и $Eu^{152,154}$), расположенными один от другого на расстоянии 3,5 мм. Снимались одновременно линия M_{III} Sm в спектре $Eu^{152,154}$ и линия L_{II} Pt в спектре Ir^{192}. В этом случае величина смещения равна $U' = \Delta E + \delta$, где U' — смещение линий, ΔE — разность энергий линий, δ — смещение линий, связанное с расстоянием между источниками. Затем источники вместе с держателем поворачивались на 180° и снова снимались линии M_{III} Sm и L_{II} Pt. В этом случае $U'' = \Delta E - \delta$. Таким образом, исключалась неопределенность в измерении энергии, связанная с установкой источника в спектрометр. Значение ΔE, полученное из этих измерений, равно (2,744 ± 0,009) keV. Используя таблицы энергий связи электронов [4] и энергетические расстояния между линиями L и M в спектре $Eu^{152,154}$, найденные нами ранее [2], можно определить энергии переходов на основные состояния Sm и Gd. Полученные значения, вместе с данными, опубликованными в литературе, приведены в табл. 3.

Таблица 3

Значения энергий наиболее интенсивных переходов в спектре $Eu^{152,154}$, полученные разными авторами

1950 [9]	1954 [10]	1954 [11]	1956 [7]	1956 [8]	Наши данные
122,0	121,8	121,2±0,3	122,31±0,04	121,77	121,75±0,03
123,2	123,4	122,4±0,3	123,54±0,09	123,02	123,06±0,03

Как видно из табл. 3, наши данные в пределах ошибок согласуются с результатами измерений Бобыкина и других [8] и значительно отличаются от измерений [7].

Ленинградский физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Siegbahn K., Beta- and Gamma-Ray spectroscopy.— Amsterdam, 1955.
2. Кельман В. М., Романов В. А., Мецхваришвили Р. Я., Колюнов В., А. ЖЭТФ, **32**, 39 (1957).
3. Baggerly L. L., Marmier P., Boehm F., Du Mond J. W. M., Phys. Rev., **100**, 1364 (1955).
4. Hill R. D., Church E. L., Mihelich J. W., Rev. Sci. Instr., **23**, 523 (1952).
5. Johns M. W., Nablo S. V., Phys. Rev., **96**, 1599 (1954).
6. Ryde N., Andersson B., Proc. Phys. Soc., **68 B**, 1117 (1955).
7. Andersson B., Proc. Phys. Soc., **A 69**, 415 (1956).
8. Бобыкин Б. В., Новик К. М., ДАН СССР, **115**, 263 (1957).
9. Cork J. M., Keller H. B., Rutledge W. C., Stoddard A. E., Phys. Rev., **77**, 848 (1950).
10. Church E. L., Goldhaber M., Phys. Rev., **95**, 626 (1954).
11. Lie M. R., Katz R., Phys. Rev., **93**, 155 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Е. П. ГРИГОРЬЕВ, А. В. ЗОЛОТАВИН, И. И. КУЗЬМИН и Е. Д. ПАВЛИЦКАЯ

О РАСПАДЕ Rh^{106} *

В настоящей работе исследовался состав излучения, сопровождающего радиоактивное превращение $Ru^{106} \rightarrow Rh^{106} \rightarrow Pd^{106}$, при помощи β-спектрометра с двойной фокусировкой [1]. Измерения проводились после некоторых изменений в приборе: в нем были убраны диафрагмы, располагавшиеся вблизи источника, остальные же диафрагмы утолщены до 8—9 мм (алюминий), внутренние поверхности прибора вблизи источника и края двух ближайших к источнику диафрагм были выложены бериллием.

Изучались конверсионные линии, сплошной β-спектр и спектр фотоэлектронов.

1. При изучении сплошного β-спектра Rh^{106} были получены результаты, указывающие на значительное отличие состава β-спектра (интенсивностей компонент) от данных, полученных Альбургером [2] при помощи линзового спектрометра. С целью выяснения причин, обусловивших такое отличие, нами были проделаны контрольные опыты по изучению β-спектров P^{32}, As^{76} и K^{42}, результаты которых привели нас к заключению, что спектрометр правильно передает форму β-спектров до 3 MeV, а выше возможны искажения формы, причиной которых могут служить нарушения в топографии поля при большой индукции в сердечнике магнита и соответствующем ухудшении фокусировки. Положение границы спектра при этом, по-видимому, изменяется несильно. Граничная энергия жесткой компоненты нами определена равной $3{,}55 \pm 0{,}01$ MeV.

Результаты анализа состава β-спектра мы не обсуждаем из-за возможности приборного искажения формы жесткой компоненты. Отличие наших данных от лучших опубликованных результатов [2] (рисунок) заключаются в том, что жесткая компонента, по нашим данным, имеет бо́льшую интенсивность (90%), а компоненты с $E_{гр} = 3{,}1$ и $2{,}4$ MeV — меньшую (3 и 5% соответственно).

Нами была сделана попытка определить интенсивность мягкого β-спектра, сопровождающего распад Ru^{106}. Однако ввиду значительной толщины источника точность такого определения очень низка. Мы получили $E_{гр} = 39{,}6 \pm 0{,}3$ keV, а интенсивность этой компоненты по отношению к интенсивности спектра Rh^{106} равна $0{,}6\ \{^{+0{,}5}_{-0{,}1}$.

2. Наблюдать внутреннюю конверсию в Pd^{106} трудно, так как Z здесь невелико, а непрерывный спектр весьма интенсивен. Нам удалось измерить K- и L-конверсионные линии переходов с энергией 513 и 623 keV. Результаты приведены в таблице, в которой E_e — энергия конверсионных электронов на соответствующих оболочках, n_e — отношение числа электронов конверсии с K-оболочки к числу электронов сплошного спектра Rh^{106}; α_K и α_L — коэффициенты конверсии на K- и L-оболочках Pd^{106}. Для сравнения в таблице приведены данные работы [2].

Как видно, интенсивности наблюденных Альбургером и нами конверсионных линий хорошо совпадают. Линия L-623 наблюдалась только в наших измерениях.

Экспериментальные значения α_K/α_L для переходов 513 и 623 keV

* Доклад сделан на VII Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии.

Экспериментальные данные о линиях внутренней конверсии Rh^{106}

Линия	E_{e^-}, keV	Наши данные			Данные Альбургера [2]			α_K/α_L* для $E2$
		$h\nu$, keV	n_{e^-}	α_K/α_L	$h\nu$, keV	n_{e^-}	α_K/α_L	
K	489	513	$(8{,}0\pm0{,}5)\cdot10^{-4}$	$7{,}1\pm1$	511	$(7{,}5\pm1)\cdot10^{-4}$	$7{,}8\pm1$	7,2
L	509							
K	582	623	$(3{,}2\pm1{,}0)\cdot10^{-4}$	5 ± 2	621	$(2{,}3\pm1)\cdot10^{-4}$	—	6,4
L	620							

весьма близки к теоретическим для электрического квадрупольного перехода. Заключение, что эти два каскадных перехода относятся к $E2$, было сделано ранее на основе изучения угловой корреляции между этими γ-квантами [5], опытов по кулоновскому возбуждению этих уровней [6] и других. Мы получили подтверждение этого вывода.

3. γ-Спектр Rh^{106} изучался нами по спектру фотоэлектронов с источником, обладающим цилиндрической симметрией [1]. В работе [1] изучался фотоэлектронный спектр γ-лучей Sb^{124}. Для сильных и далекоотстоящих γ-линий Sb^{124} с $h\nu=603$ и 1694 keV измеренное отношение интенсивностей было равно 1,94 со статистической погрешностью, равной нескольким процентам. Этот результат получил обоснование в итоге измерений на элотроне [7]. Интенсивности γ-переходов, лежащих в промежутке, значительно меньше и поэтому были определены с большей погрешностью, но в пределах ошибок согласуются с данными работы [7]. Геометрия источника в этих опытах была следующая: ϕ мишени 3 мм, ϕ радиоактивного препарата 0,5 мм. Были проведены опыты с источником, в котором ϕ радиоактивного препарата был увеличен до 1 мм. В таких условиях отношение фотоэлектронных линий Sb^{124} с $h\nu=603$ и 1694 keV увеличилось на 20%. Таким образом, изменять геометрию источника в этом направлении оказалось нецелесообразным. Для определения относительных интенсивностей γ-лучей в мягкой области (100÷400 keV) мы не проводили специальных опытов по подбору наиболее подходящей геометрии источника или по градуировке спектрометра. Поэтому в наших данных об относительных интенсивностях γ-переходов этих энергий могут содержаться значительные погрешности.

Опыты по наблюдению спектра фотоэлектронов в Rh^{106} мы проводили в двух направлениях.

Во-первых, мы измеряли фотоэлектроны от γ-переходов 513, 623 и 1052 keV и из полученных данных определяли их интенсивности. Измерения проводились с мишенями из Pb, Bi и Th. Энергии и относительные интенсивности усреднялись по всем сериям измерений. Получены следующие результаты:

$h\nu$, keV	513±0,5	623±1	1052±2
I	1,00	0,53±0,03	$0{,}04^{+0{,}03}_{-0{,}01}$

Эти результаты совпадают с результатами, опубликованными в [8, 9] и полученными другими методами. Переходы с энергиями свыше 1052 keV значительно слабее, и их в наших опытах трудно было наблюдать.

Во-вторых, мы исследовали область 100÷400 keV, где могут ожидаться, согласно имеющейся схеме распада, переходы с энергиями: 150, 220, 240, 345 и 390 keV. Трудность проведения этих опытов обусловлена значительным фоном комптоновских электронов и малой энергией и интенсивностью искомых γ-линий. Мы не наблюдали фотопиков в этой области и оценили верхний предел интенсивности возможных γ-переходов в $3\cdot10^{-3}$ от интенсивности γ-квантов с энергией 513 keV.

* Значения α_K взяты из [3], α_L — из [4].

Правда, был отмечен пик, отвечающий переходу 156 ± 2 keV (на Bi и Th) с относительной интенсивностью $(6 \pm 3) \cdot 10^{-3}$. Однако нужны дополнительные опыты, подтверждающие присутствие квантов этой энергии в Rh^{106}, поскольку наши данные получены на пределе экспериментальных возможностей. γ-Кванты с энергией 156 keV могут отвечать переходу между уровнями 2,42 и 2,27 MeV.

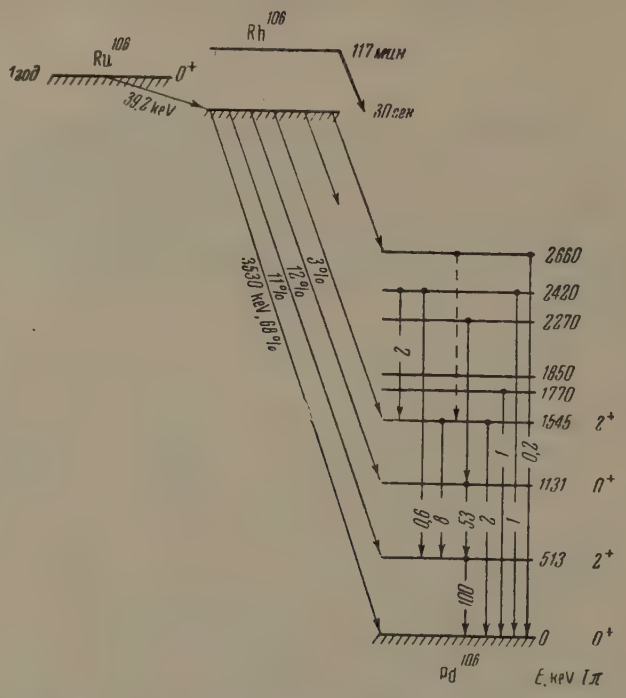


Схема распада $Ru^{106} \rightarrow Rh^{106} \rightarrow Pd^{106}$ (взята из [10]). Интенсивности β-переходов приведены по работе [2]; относительные интенсивности γ-переходов указаны в разрыве между стрелками, они взяты по работам [2, 6, 11] и настоящей. Справа указаны энергия, спин и четность уровней

4. В схеме распада, предложенной Альбургером, между интенсивностями компонент β-спектра и относительными интенсивностями γ-переходов имеется несоответствие, которое заключается в том, что коэффициент конверсии для перехода 513 keV, подсчитанный на основании схемы, сильно отличается от теоретического для типа $E2$, к которому принадлежит этот переход.

Действительно, если принять за правильную схему распада (см. рисунок) и взять число электронов конверсии на распад равным $8 \cdot 10^{-4}$, получим $\alpha_K = (2{,}7 \pm 1) \cdot 10^{-3}$*, в то время как для $E2$ он равен $4{,}87 \cdot 10^{-3}$ [3].

Чтобы согласовать эти два числа, необходимо принять, что интенсивность компоненты с $E_{\text{гр}} = 3{,}53$ MeV должна быть близка к 83 %, с $E_{\text{гр}} = 3{,}1$ MeV — 6 % и $E_{\text{гр}} = 2{,}4$ MeV — 9 %. Относительные интенсивности γ-переходов 513 и 623 keV определены достаточно надежно, что следует из совпадения этого отношения в работах [2, 8, 9] и настоящей; другие, более жесткие переходы малоинтенсивны, и ошибки в определении их интенсивности не скажутся заметно на результате приведенного подсчета.

* В работе [2] приведено ошибочно значение $\alpha_K = (3{,}5 \pm 1) \cdot 10^{-3}$, вместо $(2{,}5 \pm 1) \cdot 10^{-3}$.

Для принятых таким образом интенсивностей компонент коэффициент конверсии перехода 623 keV получается равным $(3{,}5 \pm 1) \cdot 10^{-3}$, если использовать наше значение $n_{e^-} = (3{,}2 \pm 1) \cdot 10^{-4}$. Это значение коэффициента конверсии не противоречит подсчитанному для $E2$ перехода значению $2{,}85 \cdot 10^{-3}$ [3].

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Золотавин А. В., Григорьев Е. П., Аброян М. А., Изв. АН СССР, Серия физич., **20**, 289 (1956).
2. Alburger D. E., Phys. Rev., **88**, 339 (1952).
3. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов конверсии. — Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.
4. Драницина Г. В., Коэффициенты внутренней конверсии на L_I-, L_{II}-, L_{III}-подоболочках. — Изд. АН СССР, М.— Л., 1957.
5. Krauchar, Phys. Rev., **85**, 727 (1952).
6. Temmer G. M., Alburger D. E., Phys. Rev, **98**, 1308 (1955).
7. Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Недовесов В. Г., V Конференция по β- и γ-спектроскопии.— М., 1956.
8. Lu D. C., Kelly W. H., Wiedenbeck M. L., Phys. Rev., **97**, 139 (1955).
9. Kahn B., Lyon W. S., Phys. Rev., **92**, 902 (1953).
10. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
11. Alburger D. E., Toppel B. J., Phys. Rev., **100**, 1357 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

В. А. СЕРГИЕНКО

СДВОЕННЫЙ МАГНИТНО-ЛИНЗОВЫЙ СПЕКТРОМЕТР С УЛУЧШЕННОЙ ФОКУСИРОВКОЙ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СОВПАДЕНИЙ

Введение

Изучение β—e- и e—e-совпадений у радиоактивных изотопов позволяет непосредственно определять связи между β- и γ-переходами и между γ-переходами. Вместе с измерениями энергий и относительных интенсивностей γ-переходов изучение совпадений позволяет надежно устанавливать схемы распада.

Основными преимуществами магнитных спектрометров по сравнению со сцинтилляционными спектрометрами двойных совпадений являются более высокая спектральная и более высокая временна́я разрешающие способности. Вследствие этого магнитные спектрометры двойных совпадений с большим успехом могут применяться для определения относительной интенсивности ветвей распада, абсолютных коэффициентов конверсии и для измерения времен жизни возбужденных состояний ядер.

Наиболее важными характеристиками спектрометра двойных совпадений являются светосила и разрешающая способность по энергии и времени. Они определяют отношение чисел истинных и случайных совпадений. Чем больше светосила и лучше разрешающая способность спектрометра по энергии и времени, тем выше это отношение и тем более надежно и точно можно определить схему даже очень сложного ядерного распада.

К настоящему времени опубликован ряд статей [1—3], в которых описываются спектрометры с высоким отношением чисел истинных и случайных совпадений для изучения β—γ-совпадений, и одна работа [4] — для изучения β—e- и e—e-совпадений. В отличие от более ранних работ [5—13], где для изучения β—e- и e—e-совпадений применялись спектрометры с полукруговой фокусировкой и спектрометры с тонкими линзами, в работе [4] описан спектрометр с толстыми линзами. Спектрометры с толстыми линзами при одинаковой разрешающей способности имеют значительно бо́льшую светосилу, чем спектрометры с тонкими линзами и спектрометры с полукруговой фокусировкой. Большой интерес представляет применение для этих целей спектрометров с тороидальными линзами [1, 14], имеющих большую светосилу и хорошую разрешающую способность. Теория магнитного спектрометра двойных совпадений подробно изложена в работе Герхольма [15]. В настоящей работе описывается спектрометр для изучения β—e- и e—e-совпадений с хорошим отношением чисел истинных и случайных совпадений, построенный на кафедре ядерной спектроскопии Ленинградского университета.

Общее описание спектрометра

Схема сдвоенного магнитно-линзового спектрометра представлена на рис. 1. Два симметричных спектрометра имеют общую вакуумную камеру длиной 240 см и ϕ 25 см. Источник вводится в камеру без нарушения вакуума при помощи специального устройства. Расстояние между источником и счетчиками равно 125 см. Каждая линза длиной 30 см имеет 10^4 витков из провода ϕ 1,8 мм.

Для определения положения фокуса и его размеров была измерена зависимость магнитного поля линзы от r и z, где r — расстояние от оси и z — расстояние от средней плоскости линзы.

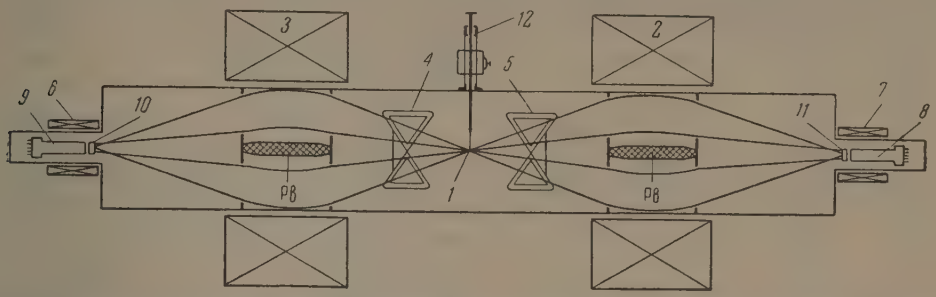


Рис. 1. Принципиальная схема сдвоенного магнитно-линзового спектрометра: *1* — источник; *2*, *3* — магнитные линзы; *4*, *5* — корректирующие катушки; *6*, *7* — компенсирующие катушки; *8*, *9* — ФЭУ; *10*, *11* — кристаллы; *12* — запирающее устройство

Измерение поля было выполнено баллистическим методом с интервалами между точками 2 см. Относительная ошибка измерений составляла 0,1÷0,5%. В измеренном поле линзы были вычислены траектории электронов по методу Годдарда и Клемперера [16] для различных углов вылета электронов в интервале 13÷7°. На рис. 2 представлены траектории электронов для углов вылета 13 и 7°. На оси спектрометра диаметр электронного изображения для точечного источника при угле расходимости 6° составляет 25 мм; при источнике ф 5 — 10 мм электронное изображение еще больше.

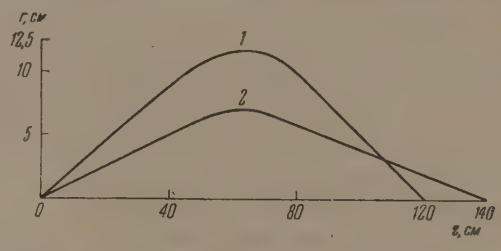


Рис. 2. Траектории электронов, вычисленные для углов вылета: *1* — 13° и *2* — 7°

Максимальный угол расходимости электронного пучка, который можно получить, равен 8° в обеих половинах спектрометра. Выделяемый телесный угол при этом угле расходимости составляет 2% от 4 π. Электронный пучок в каждом спектрометре ограничивается двумя круговыми диафрагмами, установленными на расстоянии 48 и 80 см от источника. Полуширина конверсионной линии в отсутствие коррекции поля линзы при углах расходимости 2 и 8° составляет 3 и 8% соответственно.

Число истинных совпадений в единицу времени в сдвоенном спектрометре пропорционально произведению светосилы первого на светосилу второго спектрометров. Увеличение светосилы каждого спектрометра без ухудшения разрешающей способности приводит к увеличению числа истинных совпадений. Для увеличения светосилы спектрометров мы применили метод улучшения фокусирующих свойств линзовых спектрометров, предложенный в работе [17]. Наложение на поле линз слабого дополнительного тороидального магнитного поля позволило в значительной степени скомпенсировать их сферическую аббераций и расширить угол расходимости пучка в каждом спектрометре с 2 до 8° без ухудшения разрешающей способности. С коррекцией диаметр электронного изображения при угле расходимости 8°, диаметре источника 5 мм составляет 12 мм; полуширина конверсионной линии при этих условиях не превышает 3,5%. На рис. 3 представлена конверсионная линия *F* ThB, снятая с коррекцией и без нее при диаметре окна счетчика 6 мм. Применение дополнительного тороидального магнитного поля для увеличения светосилы линзового спектрометра и полученные результаты подробно рассмотрены в работе [17а].

Магнитная связь между линзами незначительна. При включенном токе в одной линзе приходится изменять ток в другой линзе для фокусировки на 5%. Питание спектрометров [17а] производится раздельно. Каждый спектрометр фокусирует электроны с заданной энергией независимо от того, какой энергии электроны регистрируются другим спектрометром.

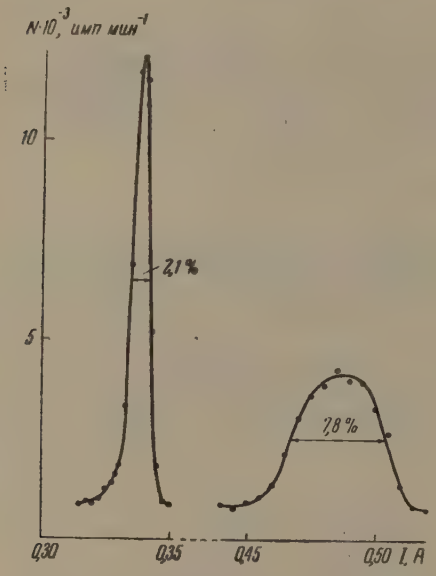


Рис. 3. Конверсионная линия *F* ThB, снятая при наличии коррекции поля спектрометра слабым тороидальным магнитным полем (*1*) и без нее (*2*), при диаметре окна счетчика 6 мм

При оптимальном соотношении токов в линзах и корректирующих катушках 1 : 1,5 каждый спектрометр способен выделять электроны с энергией до 1,2 MeV. Для изучения электронов с большей энергией корректирующие катушки включаются последовательно с линзами. В этом случае спектрометры с несколько ухудшенной разрешающей способностью могут фокусировать электроны с энергией до 2,5 MeV.

Вследствие большого расстояния между источником и счетчиками магнитное поле Земли заметно действует на электроны с малой энергией и нарушает пропорциональность между силой тока в линзах и $H\rho$ регистрируемых электронов. Для компенсации магнитного поля Земли применяются шесть катушек прямоугольной формы, расположенных на расстоянии около 2 м от камеры спектрометра. Катушки имеют размеры: четыре катушки — 6 × 4 м и две катушки — 4 × 4 м. Число витков в катушках от 100 до 200, сила тока — от 0,2 до 1 А. Остаточное поле Земли в объеме спектрометра, измеренное индукционной катушкой и баллистическим гальванометром, не превышает 1÷5% от нормальной величины.

Юстировка линзового спектрометра заключается в совмещении магнитной оси линзы с геомстрической осью источник — счетчик. Спектрометр можно считать настроенным, когда электроны определенной энергии фокусируются при одном значении тока в линзе независимо от его направления, а скорость счета отличается не более чем на 5—10% при разных направлениях тока. Настройка обоих спектрометров производилась раздельно по конверсионной линии *F* ThB. Совмещение магнитных осей линз с геометрической осью источник — счетчик достигалось последовательным перемещением линз.

Направление перемещения линзы каждого спектрометра определялось по смещению электронного изображения при помощи дополнительного магнита размером 1 × 2 × 4 см, помещаемого на камеру вблизи счетчика.

Направление тока в корректирующих катушках при изменении направления тока в линзах не менялось.

Сцинтилляционные счетчики

Точность, которой можно достичь в измерениях β– e- и c—e-совпадений в радиоактивных изотопах определяется скоростью счета истинных совпадений и отношением чисел истинных и случайных совпадений. При изучении малоинтенсивных ветвей распада приходится применять источники высокой активности. Для того чтобы получить хорошее отношение $N_{ист}/N_{сл}$, где $N_{ист}$ — число истинных и $N_{сл}$ — число случайных совпадений, при

высокой активности источника, необходимо вести выделение β—e- и e—e-совпадений при помощи схемы совпадений с малым разрешающим временем. Малогабаритные счетчики Гейгера—Мюллера, имеющие специальное наполнение, могут применяться в схеме совпадений с предельной разрешающей способностью, равной $(4—5)\cdot 10^{-8}$ сек. При более высокой разрешающей способности происходит пропуск истинных совпадений вследствие запаздывания начала развития разряда в счетчике по отношению к моменту попадания в них частиц [18—21].

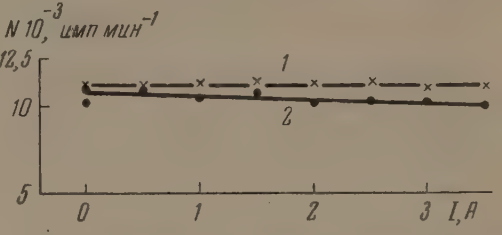


Рис. 4. Зависимость числа импульсов от тока в линзах: *1* относится к первому счетчику, *2* — ко второму

Мы применяли сцинтилляционные счетчики с фотоумножителями типа ФЭУ-19М. В качестве люминофоров использовались кристаллы стильбена. ФЭУ вместе с кристаллом находились в вакууме.

Магнитное поле от линз в области расположения счетчиков меняется в интервале $0 \div 30$ Ое при изменении тока от 0 до 3 А. Нарушение электростатической фокусировки электронов в ФЭУ-19М происходит при поле в несколько эрстед. Для устранения действия магнитного поля линз на фокусировку электронов в умножителях применяются дополнительные компенсирующие катушки длиной 15 см и ф 10 см. Каждая катушка размещена на кожухе ФЭУ и охватывает фотокатод и все эмиттеры умножителя. При соотношении токов в линзах и катушках 20 : 1

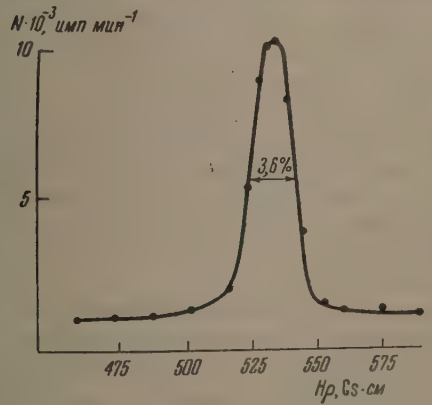


Рис. 5

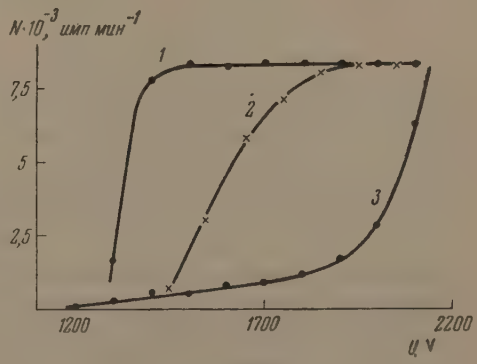


Рис. 6

Рис. 5. Конверсионная линия *A* ThC, снятая одной половиной спектрометра (энергия электронов 24 keV)

Рис. 6. Зависимость эффективности сцинтилляционного счетчика при счете электронов с энергией 24 и 148 keV и скорости счета импульсов фона от рабочего напряжения на ФЭУ: *1* — для электронов с энергией 148 keV, *2* — для электронов с энергией 24 keV, *3* — число импульсов фона в минуту. В области насыщения эффективность регистрации равна 100%

магнитное поле линз не влияет на работу ФЭУ во всем интервале изменения тока в спектрометрах. На рис. 4 представлены графики зависимости скорости счета от тока в линзах (при внешней нагрузке счетчиков).

Вакуумный монтаж сцинтилляционных счетчиков и компенсация поля линз в области их фокуса при помощи дополнительных катушек устраняют необходимости применения светопроводов, что позволяет вести регистрацию электронов с малой энергией. На спектрометре можно регистрировать электроны, начиная с энергии 5 keV; с эффективностью, близкой к 100%, регистрируются электроны с энергией выше 25—30 keV.

Скорость счета импульсов темнового фона при рабочем напряжении около 2 kV составляет примерно 1000 имп $мин^{-1}$. Для иллюстрации работы сцинтилляционных счетчиков на рис. 5 приведена конверсионная линия *A* ThC (энергия электронов 24 keV), а на рис. 6 — кривые зависимости эффективности счета электронов с энергией 24 и 148 keV, а также счета импульсов темнового фона от напряжения на ФЭУ.

Регистрирующая система

Основным элементом регистрирующей системы сдвоенного спектрометра является схема совпадений. Ее разрешающее время определяет скорость счета случайных совпадений. Применяя дополнительное широкополосное усиление сигналов, можно получать более высокую разрешающую способность при эффективности схемы совпадений, близкой к единице.

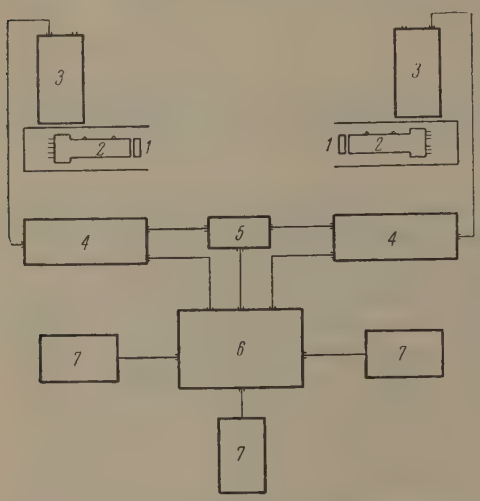


Рис. 7. Блок-схема регистрирующей системы спектрометра: *1* — сцинтилляционные счетчики, *2* — ФЭУ-19М, *3*—предусилители, *4* — главные усилители, *5* — схема двойных совпадений, *6* — схема тройных совпадений, *7*—пересчетные приборы

Регистрирующая система спектрометра выполнена по схеме быстро-медленных совпадений. Блок-схема ее представлена на рис. 7. Импульсы от сцинтилляционных счетчиков поступают на предусилители, смонтированные непосредственно на кожухах ФЭУ. Перед быстрой схемой совпадений импульсы усиливаются широкополосными усилителями.

Каждый предусилитель состоит из 3-лампового усилителя с распределенным усилением и двух выходных согласующих каскадов с анодной нагрузкой 150 Ω. Полоса пропускания предварительных усилителей равна 100 MHz; коэффициент передачи около единицы.

Главные усилители состоят из входного согласующего каскада с анодной нагрузкой и двух каскадов распределенного усиления на четырех и пяти лампах. Оба идентичных усилителя при полосе пропускания 130 MHz обеспечивают усиление сигналов в 25 раз. С каждого усилителя снимаются посредством буферной лампы два сигнала: один на быструю схему двойных совпадений и другой — на медленную схему тройных совпадений. В сеточных и анодных линиях усилителей с распределенным усилением используются секции m-фильтра. Характеристический импеданс всех линий одинаков и равняется 460 Ω. Общая индуктивность одной катушки, индуктивность каждой ее половины и коэффициент взаимоиндукции между секциями соответственно равны: 1,3, 0,533 и 0,117 μH.

Все усилительные и переходные каскады выполнены на лампах 6Ж1П. Передача сигналов между блоками осуществляется высокочастотным кабелем РК-50. Выходные согласующие каскады в предусилителях и усилителях выполняют роль ограничителей импульсов по амплитуде, что позволяет получать импульсы с большей крутизной переднего фронта. Два параллельных выходных каскада в предусилителях служат для проверки всей регистрирующей системы и оценки эффективности схемы двойных совпадений.

Быстрая схема совпадений собрана на диодах типа ДГЦ-4. Формирование импульсов по длительности производится так же, как и в работе

[22], короткозамкнутыми линиями. В качестве тройной схемы совпадений используется стандартная установка «Яблоня». Применение тройной контролирующей схемы совпадений улучшает отбор совпадений, увеличивает эффективность схемы двойных совпадений и повышает стабильность работы всей системы.

Выбор оптимального режима работы фотоумножителей производился в схеме совпадений; оба ФЭУ при этом работали от одного кристалла. Распределение потенциалов между электродами подбиралось так, чтобы величина импульса после схемы совпадений и скорость счета были максимальны.

Разрешающее время регистрирующей системы, измеренное по числу случайных совпадений при независимых нагрузках счетчиков и методом задержанных совпадений при помощи кабеля, равно $(1—2)\cdot 10^{-8}$ сек. Эффективность схемы совпадений для электронов с энергией свыше 40 keV составляет примерно 95%. Получить более высокую разрешающую способность при указанной эффективности на фотоумножителях типа ФЭУ-19М не удалось. Уменьшение длины короткозамкнутых линий приводило к быстрому спаданию эффективности схемы.

Время установления регистрирующего устройства при полосе пропускания 100 MHz равно $(5—4)\cdot 10^{-9}$ сек. Используя ограничение импульсов по амплитуде, на выходе широкополосных усилителей можно получить импульсы с временем нарастания переднего фронта примерно 10^{-9} сек. Применение в описанной выше регистрирующей системе ФЭУ с лучшими временными параметрами, нежели ФЭУ-19М, должно позволить получить разрешающее время схемы совпадений порядка 10^{-9} сек.

Градуировка спектрометра

При исследовании β—e- и e—e-совпадений в радиоактивных изотопах на сдвоенном спектрометре связь между β—γ- и γ—γ-переходами можно считать твердо установленной, когда отношение $\frac{N_{\text{ист}}}{N_{\text{сл}}} > 1$. Если же это отношение меньше единицы, то можно лишь предполагать существование соответствующей связи. Отношение $N_{\text{ист}}/N_{\text{сл}}$ зависит от параметров спектрометра и схемы распада.

Предположим, что наложение линий отсутствует, фон фотоумножителей, а также фон, обусловленный рассеянными электронами и γ-лучами, малы по сравнению с нагрузкой каждого счетчика, время жизни промежуточного состояния между двумя переходами много меньше разрешающего времени схемы совпадений. Будем также считать, что эффективность регистрации электронов равна 100%, что источник имеет высокую удельную активность и нет многократного рассеяния электронов в источнике и его подложке.

Если первый спектрометр выделяет конверсионную линию, соответствующую первому переходу, и второй — второму переходу, тогда для скорости счета в каждом канале имеем следующее общее выражение [15]:

$$N = N_0 \varphi(p)\, \eta p \omega + N \delta \alpha \omega, \qquad (1)$$

где N_0 — число распадов в единицу времени, $\varphi(p)$ — функция распределения электронов непрерывного спектра, p — импульс регистрируемых электронов, η — относительная полуширина линии, ω — эффективный телесный угол в долях от 4π, δ — вероятность данного γ-перехода (доля от всех распадов), α — вероятность конверсии данного перехода на K- или L- и т. д. оболочке атома.

Скорости счета совпадений определяются равенствами:

$$N_{\text{ист}} = \{N_0 \delta_1 \alpha_1 \omega_1 \delta_2 \alpha_2 \omega_{2\,1} q_2 + N_0 \varphi(p_1)\, \eta_1 p_1 \omega_1 \delta_2 \alpha_2 \omega_{2\,\beta} q_2 + N_0 \varphi(p_2)\, \eta_2 p_2 \omega_2 \delta_2 \delta_1 \alpha_1 \omega_{1/\beta} q_1\}\, \varepsilon, \qquad (2)$$

$$N_{\text{сл}} = 2\tau N_1 N_2, \qquad (3)$$

где q — вероятность того, что γ_2-переход следует за γ_1-переходом или γ_1- и γ_2-переходы следуют за β-переходом; ε — эффективность регистрации совпадений, 2τ — разрешающее время схемы совпадений.

Отношение $N_{ист}/N_{сл}$ будет равно:

$$\frac{N_{ист}}{N_{сл}} = \frac{\varepsilon}{2N_0\tau} \cdot \frac{{}_1q_2 + {}_\beta q_1\chi_1 + {}_\beta q_2\chi_2}{1 + \chi_1 + \chi_2 + \chi_1\chi_2}, \qquad (4)$$

где $\chi = \frac{\varphi(p)\, p\eta}{\alpha\delta}$ — отношение числа регистрируемых электронов сплошного спектра к числу конверсионных электронов.

Как видно из приведенных равенств, $N_{ист}$ пропорционально активности источника и произведению светосил первого и второго спектрометров; $N_{сл}$ тем меньше, чем лучше разрешающая способность схемы совпадений; отношение $N_{ист}/N_{сл}$ определяется эффективностью регистрации совпадений, относительными интенсивностями β—γ- и γ—γ-ветвей распада, а также числом конверсионных электронов, регистрируемых в каждом канале.

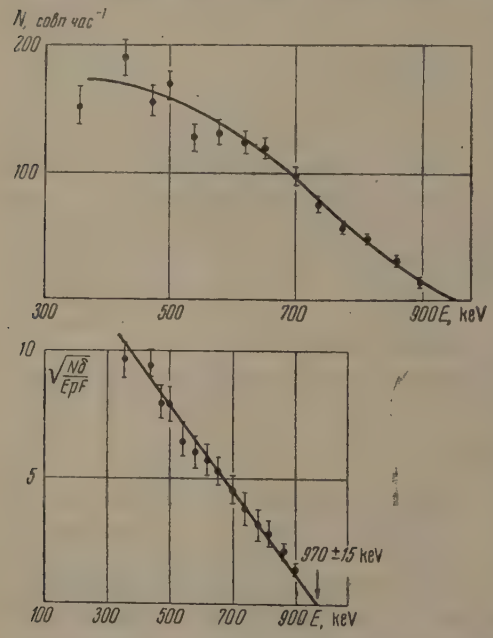


Рис. 8. Парциальный спектр Au^{198} и его график Кюри

Для каждого магнитного спектрометра двойных совпадений существуют предельные значения относительной интенсивности β—e- и e—e-цепочек, при которых β—γ- и γ—γ-ветви еще доступны исследованию. С целью определения этих значений для описанного выше спектрометра мы изучили наиболее интенсивные ветви распада изотопов ThB, Au^{198} и Ce^{141}, а также совпадения между некоторыми конверсионными γ-переходами при распаде Yb^{169}.

Во всех случаях первым спектрометром выделялись конверсионные электроны определенного перехода, а вторым — электроны сплошного спектра или конверсионные электроны других энергий. При этом из общего числа регистрируемых электронов первым и вторым счетчиками при помощи схемы совпадений выбирались пары электронов, соответствующие изучаемой β—γ- или γ—γ-ветви распада.

Схема распада изотопа Au^{198} хорошо изучена. Его β-спектр состоит из трех элементарных спектров, два из которых приводят к возбужденным состояниям ядра Hg^{198}. Мы исследовали наиболее интенсивную ветвь распада: парциальный спектр с ограниченной энергией 960 keV и следующий за ними γ-переход с энергией 411 keV. Относительная интенсивность парциального спектра и коэффициент конверсии γ-перехода на K-оболочке равны соответственно 98,66% и 0,0307. Следовательно, относительная интенсивность этой цепочки составляет примерно $27{,}4 \cdot 10^{-3}$.

Измерение совпадений в этом случае производилось еще до того, как была устроена коррекция поля линз дополнительным тороидальным магнитным полем. Диаметр источника равнялся 2 мм. Светосилы первого и второго спектрометров были соответственно 0,6 и 1,3%. Полуширина конверсионной линии в первом спектрометре не превышала 2,5% и во втором 4%. Разрешающая способность схемы совпадений была $2\tau = 6 \cdot 10^{-8}$ сек. [29].

Парциальный спектр Au ^{198} и его график Кюри представлены на рис. 8. Полученное значение граничной энергии хорошо согласуется с данными других работ [24—31]. Отношение $N_{ист}/N_{сл}$ изменялось по спектру в пределах 1,5÷2; скорость счета истинных совпадений вблизи максимума β-спектра составляла 150÷160 совп час$^{-1}$.

Выделение парциальных спектров ThB и Ce^{141} производилось при наличии коррекции поля линз. Светосила каждого спектрометра составляла 2% от 4π и полуширина конверсионной линии — 3,5%. Источники применялись φ 5 мм. Разрешающее время схемы совпадений составляло $2\tau = (2—3)\cdot 10^{-8}$ сек.

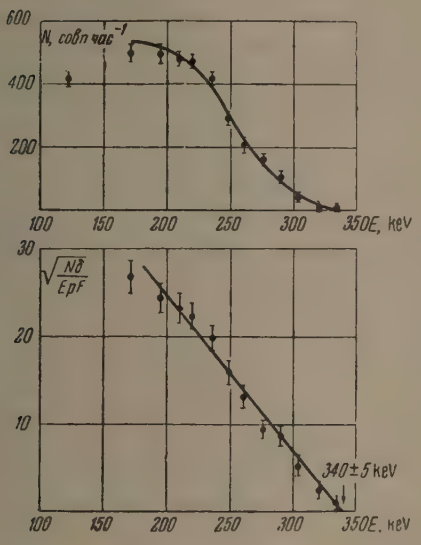


Рис. 9. Парциальный спектр ThB и его график Кюри

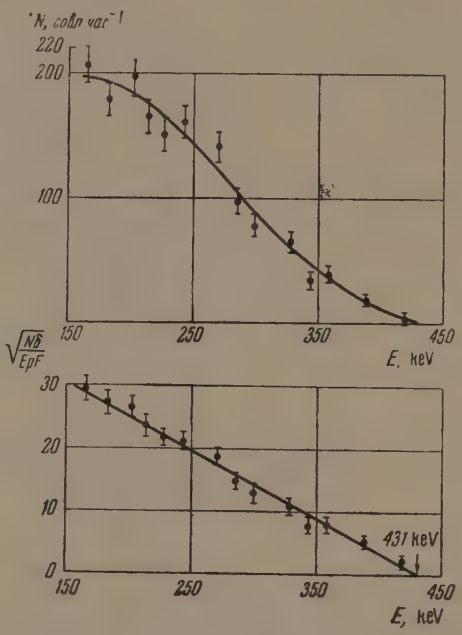


Рис. 10. Парциальный спектр Ce^{141} и его график Кюри

В ThB изучалась наиболее интенсивная ветвь распада: парциальный спектр с граничной энергией примерно 340 keV и γ-переход с энергией 238 keV, а в случае Ce^{141} — парциальный спектр с граничной энергией 430 keV и γ-переход с энергией 145 keV. Относительные интенсивности этих $\beta—e_K$-цепочек соответственно равны $\sim 21\cdot 10^{-2}$ и $1\cdot 10^{-2}$ на распад.

Парциальный спектр ThB и его график Кюри представлены на рис. 9, а спектр совпадений Ce^{141} и соответствующий ему график Кюри—на рис. 10. Отношение $N_{ист}/N_{сл}$ вблизи максимума спектра ThB равнялось 100 и вблизи максимума спектра Ce^{141} — 50; скорость счета истинных совпадений была соответственно около 600 и 200 совп час$^{-1}$. Верхние граничные энергии спектров, определенные экстраполяцией графиков Кюри к оси абсцисс, равны: для ThB 338 ± 5 keV и для Ce^{141} — 431 ± 5 keV. Эти значения граничной энергии хорошо согласуются с литературными данными [5, 8, 32, 33].

Спектр конверсионных электронов Yb^{169} и связи между γ-переходами в Tu^{169} изучались в работах [32, 35]. Мы выделили $e—e$-совпадения переходов с энергией 177 и 130 keV. Активный изотоп Yb^{169}, полученный хроматографическим выделением из фракции нейтроно-недостаточных изотопов Lu, был осажден на тонкую, слегка аллюминированную коллодиевую пленку. Первым спектрометром регистрировались K-конверсионные электроны γ-перехода с энергией 177 keV, вторым — электроны пере-

ходов 130 и 198 keV. На рис. 11 представлены K-конверсионные линии переходов с энергией 177 и 198 keV и выделенные по совпадениям L- и M-линии перехода с энергией 130 keV. Совпадения между K-конверсионными электронами переходов 177 и 198 keV не наблюдались. Эти данные согласуются со схемой распада Yb^{169}. Результаты проведенного изучения e—e-совпадений для нейтроно-недостаточных изотопов Lu, Tu, Gd, Eu и Tb будут опубликованы несколько позже.

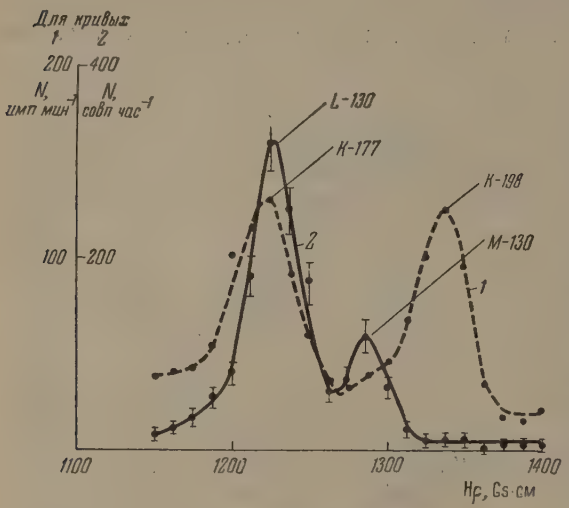


Рис. 11. e — e-Совпадения γ-перехода с энергией 177 keV с переходами 130 и 198 keV при распаде Yb^{169}. *1* — спектр конверсионных электронов. *2* — спектр совпадений

Вследствие применения коррекции поля линз слабым тороидальным магнитным полем и дополнительного широкополосного усиления сигналов от сцинтилляционных счетчиков спектрометр по своим спектральным и временным характеристикам почти не отличается от спектрометра двойных совпадений с толстыми линзами Герхольма [4] и значительно превосходит спектрометры с тонкими линзами или с полукруговой фокусировкой [5—13].

В наших измерениях скорость счета истинных совпадений на максимуме парциального спектра ThB более чем в 10 раз превышала скорость счета, полученную при изучении этого спектра другими авторами [5,8] на подобных спектрометрах с тонкими линзами, а отношение $N_{ист}/N_{сл}$ — более чем в 50 раз. Очевидно, что предельная относительная интенсивность β—e- и e—e-цепочек, доступных изучению на нашем спектрометре, примерно в 100 раз меньше, нежели на других аналогичных спектрометрах.

Из равенства (4) и полученных экспериментальных результатов для β—e-совпадений в радиоактивных изотопах ThB, Ce^{141} и Au^{198}, а также e—e-совпадений в Yb^{169} можно сделать заключение, что на описанном выше спектрометре можно изучать: 1) β—e-ветви распада, относительная интенсивность которых не меньше 10^{-3} на один акт распада, при граничной энергии β-спектра 0,5÷1 MeV; 2) e—e-ветви распада, относительная интенсивность которых не ниже 10^{-5} на распад.

Спектрометр построен по предложению Б. С. Джелепова. Расчет первоначальной конструкции спектрометра выполнен П. А. Тишкиным. В период первоначального запуска спектрометра участие в работе принимал Г. С. Кватер.

Выражаю глубокую благодарность Б. С. Джелепову, А. А. Башилову, Г. С. Кватеру и П. А. Тишкину за постоянное внимание и интерес к работе и И. В. Тупицину за помощь в изготовлении усилителей с распределенным усилением и в настройке регистрирующей системы.

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Nielsen O. B., Kofoed-Hansen O., Kgl. Danske Videnskab, Nat. Fys. Medd., 29, 6, 19 (1955).
2. Nichols R. T., Pohm A. V., Rev. Sci. Instr., 26, 580 (1956).
3. Bertolini C., Bettoni C., Lazzarini E., Nuovo Cimento, 2, 273 (1955).

4. Gerholm T. R., Rev. Sci. Instr., **26**, 1069 (1955).
5. Грошев Л. В., Шавтвалов Л. Я., ДАН СССР, **68**, 257 (1949).
6. Берлович Э. Е., Изв. АН СССР, Серия физич., **16**, 314 (1952).
7. Bell R. E., Graham R. L., Phys. Rev., **86**, 212 (1952).
8. Siegbahn K., Arkiv Fys., **4**, 223 (1952).
9. Kageyama S., J. Phys. Soc. Japan, **8**, 689 (1953).
10. Kyles J., Campbell C. G., Henderson W. J., Proc. Phys. Soc. Lond., **A 66**, 519 (1953).
11. Fowler C., Shreffler R., Rev. Sci. Instr., **21**, 740 (1950).
12. Katz R., Hill R., Goldhaber M., Phys. Rev., **78**, 9 (1950).
13. Campbell C. G., Kyles J., Proc. Phys. Soc. Lond., **A66**, 911 (1953).
14. Владимирский В. В., Тарасов Е. К., Требуховский Ю. В., ПТЭ, *1*, 13 (1956).
15. Gerholm T. R., Arkiv Fys., **11**, 55 (1956).
16. Goddard L. S., Klemperer O., Proc. Phys. Soc., **56**, 378 (1944).
17. Сергиенко В. А., ПТЭ, *4*, 13 (1957).
17a. Джелепов Б. С., Но Сен-чан, Тишкин П. А., Изв. АН СССР, Серия физич., **20**, 947 (1956).
18. Stevenson Alden., Rev. Sci. Instr., **23**, 93 (1952).
19. Mandeville C. E., Rev. Sci. Instr., **23**, 94 (1952).
20. Ramsey W. E., Rev. Sci. Instr., **23**, 95 (1952).
21. Porter W. C., Ramsey W. E., Rev. Sci. Instr., **23**, 95 (1952).
22. De Benedetti S., Richings H. J., Rev. Sci. Instr., **23**, 37 (1952).
23. Устинов В. Б., Сергиенко В. А., ПТЭ, *1*, 76 (1958).
24. Антоньева Н. М., Башилов А. Н., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Изв. АН СССР, Серия физич., **14**, 299 (1950).
25. Elliot L., Wolfson J., Phys. Rev., **82**, 333 (1951).
26. Elliot L., Prestom M., Wolfson J., Canad. J. Phys., **32**, 153 (1954).
27. Levy P., Grenlind E., Phys. Rev., **73**, 83 (1948); **75**, 819 (1949).
28. Saxon O., Phys. Rev., **73**, 811 (1949).
29. Steffen R., Huber O., Humbel F., Helv. Phys. Acta, **22**, 167 (1949).
30. Langer L., Price H., Phys. Rev., **76**, 641 (1949).
31. Fan C., Phys. Rev., **87**, 252 (1952).
32. Kondajan E., Arkiv Fys., **4**, 81 (1952).
33. Jones J. T., jr., Jensen, E. N., Phys. Rev., **97**, 1031 (1955).
34. Wen A. E., Johansson A. E., Phys. Rev., **100**, 835 (1955).
35. Cork J., Brice M., Martin D., Schmid L., Helmer R. G., Phys. Rev., **101**, 1042 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, О. Е. КРАФТ, Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ и Г. Ф. ЮШКЕВИЧ

СПЕКТРЫ ПОЗИТРОНОВ ДИСПРОЗИЕВОЙ ФРАКЦИИ

Из танталовой мишени, облученной протонами с энергией 660 MeV, была выделена диспрозиевая фракция.

Диспрозий наносился тонким слоем на алюминиевую фольгу толщиной 5 μ. Измерение позитронного спектра производилось при помощи β-спектрометра с трехкратной фокусировкой пучка [1]. Спектр позитронов через $t = 9$ час после выделения диспрозиевой фракции представлен на рис. 1. Наблюдение за спектром показало, что число импульсов в единицу времени в разных частях спектра спадает с разными периодами. Оказалось, что представленный на рис. 1 спектр представляет собой наложение двух спектров: жесткого, которому соответствует период полураспада ~20 час, и мягкого — с периодом полураспада 11±2 час.

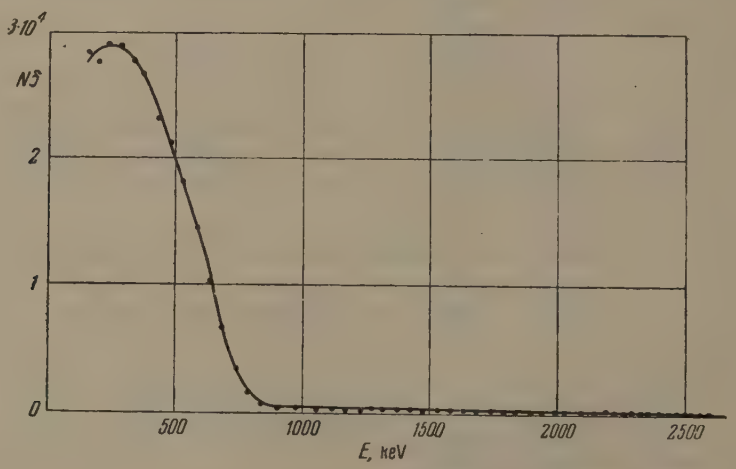


Рис. 1. Спектр позитронов диспрозиевой фракции через 9 час после выделения

Пользуясь этими значениями и сняв спектр несколько раз, можно осуществить полное разложение спектров. Графики Кюри для обоих спектров представлены на рис. 2 и 3. Граничные энергии спектров оказались равными 2800±200 и 850±50 keV. Из рис. 3 видно, что график Кюри для мягкого спектра не является прямой линией, а имеет излом при энергии около 400 keV. Однако нельзя утверждать, что этот излом является следствием сложности β^+-спектра, так как в этой области энергий в нашем приборе велики поправки на рассеяние.

В литературе до сих пор не встречается никаких сведений относительно изотопа диспрозия, имеющего период полураспада 20 час. Период 8 час встречался и был приписан Dy^{157} [2]. Из работы [3] видно, что, по-видимому, существует Dy^{155} с периодом около 10 час.

Для выяснения вопроса о том, какие изотопы находились в нашем препарате, мы исследовали его конверсионный спектр. Разумеется, это исследование носило ориентировочный характер, так как наш прибор

обладает низкой разрешающей способностью $\left(\frac{\Delta H\rho}{H\rho} \geqslant 3{,}5\%\right)$ и не приспособлен для изучения линейчатых спектров.

Мы обнаружили в диспрозиевой фракции 11 пиков конверсионных электронов. Шести из них соответствовал один и тот же период полураспада: 11±2 час. Энергия электронов: 180±10, 270±15, 320±20, 400±25, 465±30 и 610±30 keV. Полагая, что все это K-электроны, мы получаем энергии переходов равными: 230, 320, 370, 450, 515 и 660 keV. Эти переходы происходят, по-видимому, в Dy^{155} или Dy^{157}.

Однако сопоставление наших данных с результатами работы [3] невозможно, так как в последней измерения конверсионных электронов кончались на энергии 150 keV.

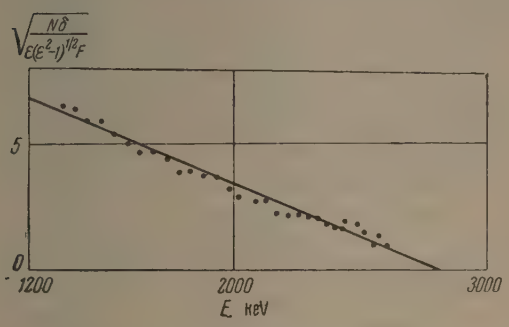


Рис. 2. График Кюри позитронного спектра с периодом полураспада 11±2 час.

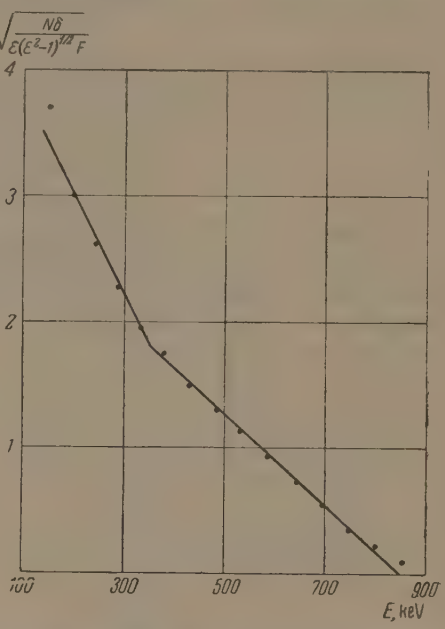


Рис. 3. График Кюри жесткой компоненты позитронного спектра с периодом полураспада ~ 20 час.

В списке линий тербиевой фракции с периодом полураспада 18 час, приведенном в работе [4], близкую энергию имеют только переходы 442 и 616 keV; в списке линий фракции с $T = 8$ час близких по энергии линий нет.

Мы относим обнаруженные линии к Dy^{155} и Dy^{157}; предположительная схема распада Dy^{155} дана на рис. 4.

Интенсивность конверсионной линии с энергией 220 keV убывала с периодом полураспада ~ 20 час. Никаких других линий с таким периодом полураспада не наблюдалось. Тщательные повторные измерения этого участка спектра показали, что здесь расположены две близкие линии, интенсивность которых убывает с периодами полураспада ~11 час. и около 5 дней. Линия $h\nu = 270$ keV может быть уложена в схему рис. 4.

Мы оценили отношение числа позитронов с граничной энергией 850 keV к числу конверсионных электронов перехода с $h\nu = 515$ keV. Это отношение оказалось равным 37,5.

Четырем группам конверсионных электронов соответствует период полураспада 4,7 дня и энергии 98, 112, 132 и 162 keV. Сравнение их с конверсионным спектром диспрозиевой фракции, описанным в работе [3], позволило нам идентифицировать эти группы электронов как линии K-148, K-162, K-182 и K-210, возникающие при распаде Tb^{155} (первые три). Эти вещества возникали при распаде Dy^{155} и Dy^{157}. При повторных измерениях позитронного спектра (спустя 240 час после выделения) компоненты с периодом, близким 5 дням, мы не обнаружили. Если она и сущест-

вует, то ее отношение к компоненте позитронного спектра с 11-часовым периодом составляет к моменту начала измерений (приблизительно через 9 час. после выделения) величину, меньшую 0,3%.

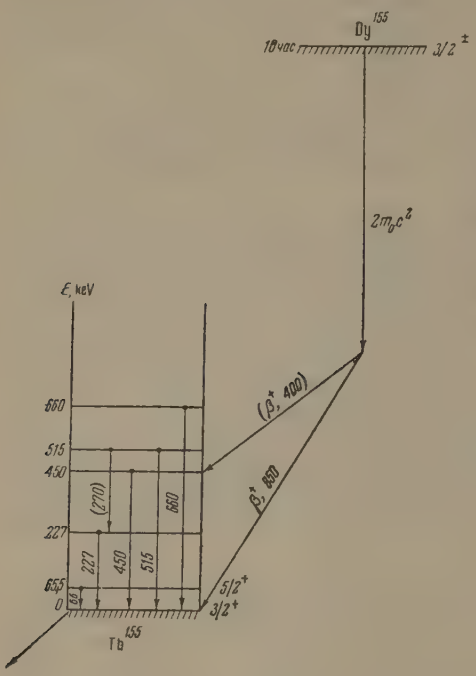


Рис. 4. Предположительная схема распада Dy^{155}

Что касается 20-часовой активности, обнаруженной нами в диспрозиевой фракции, то ее происхождение пока не ясно.

При измерениях тербиевой фракции на кэтроне [4] были замечены позитроны с периодом полураспада 18 час. и граничной энергией ~ 2800 keV. Это значение энергии совпадает со значением граничной энергии жесткого позитронного спектра, найденного нами в диспрозиевой фракции и имеющего, по нашим измерениям, период ~20 час. Возможно, что этот позитронный спектр принадлежит изотопу Tb с периодом полураспада 18 час.

Авторы приносят благодарность Л. К. Пекеру за обсуждение схем распада и К. Я. Громову за организационную помощь.

Физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Джелепов Б. С., Крафт О. Е., Изв. АН СССР, Серия физич., **20**, 318 (1956).
2. Handley H., Olson E., Phys. Rev., **90**, 500 (1953).
3. Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Рогачев И. М., Тишкин П. А., см. настоящий номер журнала, стр. 126.
4. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., см. настоящий номер журнала, стр. 135.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Л. В. ГУСТОВА, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, П. Ф. ЕРМОЛОВ и О. В. ЧУБИНСКИЙ

ЖЕСТКОЕ γ-ИЗЛУЧЕНИЕ Na^{24}

Введение

В результате многочисленных исследований [1—15] к настоящему времени установлены основные черты схемы распада Na^{24} — энергии β- и γ-переходов, мультипольности γ-переходов, квантовые характеристики уровней и т. п. (рис. 1). Большинство распадов Na^{24} идет на уровень Mg^{24} с энергией 4,12 MeV.

Наиболее точные значения энергий каскадных γ-переходов получены в работе [12]: $h\nu = 1{,}3672$ и 2,7535 MeV. Интенсивности этих линий приблизительно равны.

В 1951 г. Тарнер и Каванаг [8] заметили в γ-спектре Na^{24} жесткие лучи с энергией 3,9—4 MeV, интенсивность которых, по их определению, составляет $5 \cdot 10^{-4}$ квант на распад. Авторы считали, что они обнаружили прямой переход с уровня 4,12 MeV на основной уровень Mg^{24}. В том же году Бишоп и др. [9] также обнаружили жесткое γ-излучение Na^{24} с энергией 3,6—3,8 MeV и интенсивностью $(4{,}0 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-4}$ квант на распад. Было установлено, что если прямой γ-переход с уровня 4,12 MeV Mg^{24} и происходит, то интенсивность его меньше $2 \cdot 10^{-6}$ квант на распад. Оставалось неясным, между какими уровнями осуществляется переход с энергией 3,6—3,8 MeV.

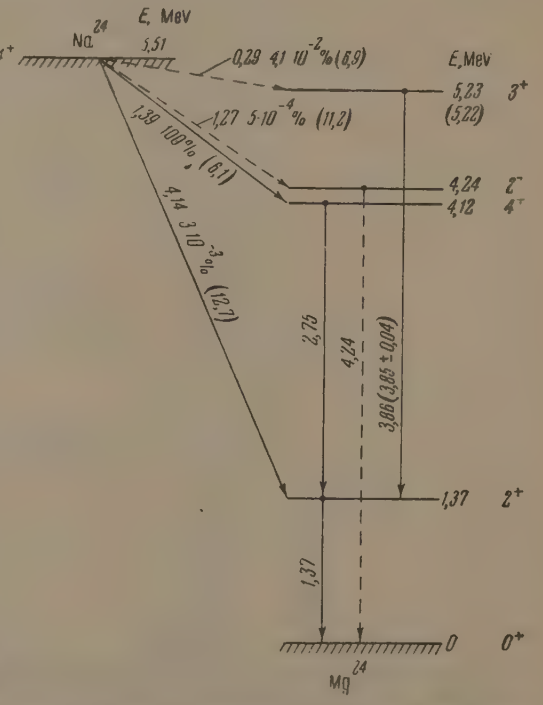


Рис. 1. Схема распада Na^{24}. В скобках указаны значения энергий по данным настоящей работы

В 1954 г. Ньютон [15], изучая возникающие в реакции Na^{23} (p, γ) Mg^{24} γ-лучи, обнаружил тройной каскадный переход 7,6 MeV → 3,86 MeV → → 1,37 MeV. Он предположил, что γ-лучи с энергией 3,86 MeV испускаются при переходе с уровня 5,23 MeV на первый возбужденный уровень 1,37 MeV Mg^{24} и указал на возможность возникновения этой линии при β-распаде Na^{24}. Из корреляционных опытов, проведенных Ньютоном, следует, что уровень 5,23 MeV имеет спин 3.

В ряде работ (например [11, 15]), посвященных изучению возбужденных состояний Mg^{24} методом ядерных реакций, установлено наличие уровня с энергией 4,24 MeV, который не проявляется при β-распаде Na^{24}.

Настоящая работа посвящена исследованию γ-излучения Na^{24} в области энергий свыше 3 MeV при помощи γ-годоскопа. Метод измерений и экспериментальная установка описаны в статьях [16, 17]. Основные результаты были получены нами в 1955—1956 гг. [18].

Описание опытов

При исследовании жесткого γ-излучения Na^{24} было проведено несколько опытов с различными источниками и при разных магнитных полях.

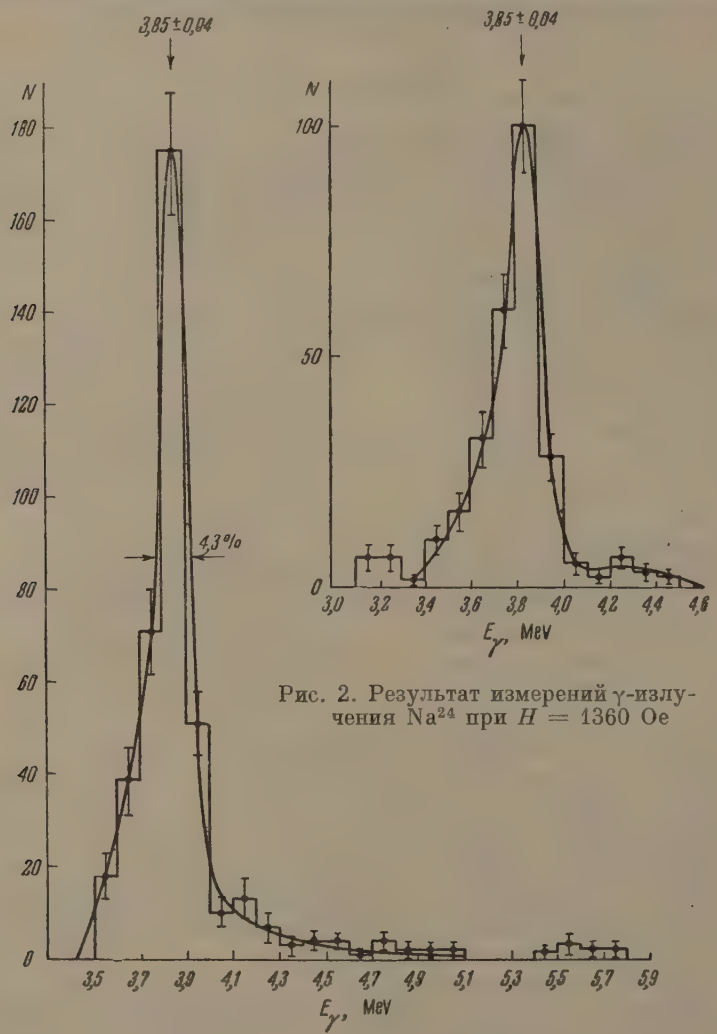


Рис. 2. Результат измерений γ-излучения Na^{24} при $H = 1360$ Oe

Рис. 3. То же, что на рис. 2, но при $H = 1500$ Oe

В качестве источников излучения применялись препараты NaCl и Na_2CO_3, облученные медленными нейтронами. Средняя активность в разных опытах была 15÷200 mCu. Стеклянная пробирка с радиоактивным веществом помещалась на расстоянии 50 мм от входного отверстия коллиматора.

Все наши опыты можно разбить на две группы.

Первая группа опытов была посвящена детальному исследованию энергетического состава γ-излучения Na^{24} в области 3÷5,6 MeV. Величина магнитного поля выбиралась таким образом, чтобы интенсивная линия $h\nu = 2{,}75$ MeV совсем не регистрировалась прибором. Измерения проводились при $H = 1520$ Oe (с цилиндрическими счетчиками с

целлофановыми стенками) и при H=1360, 1500 и 1675 Oe с прямоугольными счетчиками).

Геометрия γ-годоскопа (относительное расположение источника, мишени и счетчиков) такова, что при H =1360 Oe прибор регистрирует участок γ-спектра в интервале 3,1÷5,7 MeV (максимальная спектральная чувствительность приходится на область 4,0÷4,9 MeV); при H = 1500 Oe регистрируется участок 3,5÷6,3 MeV (максимальная спектральная чувствительность соответствует $h\nu$=4,5÷5,4 MeV); при H = 1675 Oe регистрируется участок — 3,9÷∼7,0 MeV (максимальная спектральная чувствительность для $h\nu$ = 5,0÷6,0 MeV). Измерения при каждом значении поля проводились дважды с разными источниками. Во всех случаях получена хорошая повторяемость результатов.

При обработке результатов всех измерений учитывались лишь такие кадры, которые соответствуют траекториям электронов отдачи с комптоновским углом $\varphi \leqslant 6°$. Такое ограничение необходимо было для уменьшения искажений, вносимых в экспериментальные результаты электронами, которые рассеялись на большие углы в мишени, в стенках счетчиков и т. п. При этом

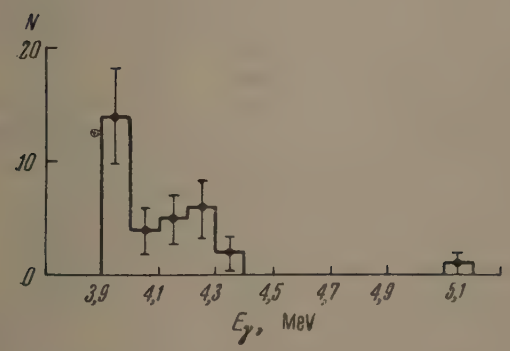


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но при H = 1675 Oe

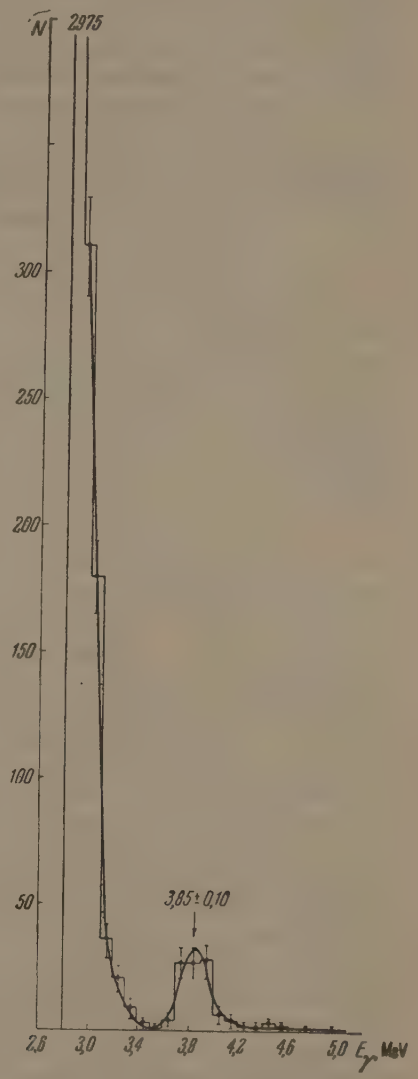


Рис. 5. То же, что на рис. 2, но при H = 1220 Oe

светосила прибора для $h\nu$ = 4 MeV уменьшается на 5—15%.

На рис. 2, 3 и 4 представлены экспериментальные результаты, полученные при использовании прямоугольных счетчиков. По осям абсцисс отложена энергия γ-лучей, по осям ординат — число кадров, попавших в соответствующий спектральный интервал ΔE_γ = 100 keV.

На графиках рис. 2 и 3 имеется четко выраженная γ-линия с энергией $h\nu$ = 3,85 MeV. Скорость счета на этой линии в обоих случаях уменьшалась в соответствии с периодом полураспада Na^{24} T = 15 час. Линия имеет форму, обычную для γ-годоскопа. Максимум линии фиксирован в обоих случаях с точностью ±0,04 MeV.

Со стороны больших энергий имеется «хвост», который тянется далеко в жесткую область. По форме и величине этого «хвоста» можно предположить, что в спектре Na^{24} имеются малоинтенсивные γ-лучи с энергией 4,1—4,3 MeV. Однако из-за малой статистической точности измерений и значительного фона, связанного с рассеянием электронов, окончательный вывод сделать нельзя.

Можно оценить верхние пределы интенсивности принципиально возможных по схеме распада Na^{24} γ-переходов с энергиями 4,12, 4,24 и 5,22 MeV по отношению к γ-переходу с энергией 3,85 MeV (рис. 1). Учитывая спектральную чувствительность прибора и условно приписывая линиям 4,12, 4,24 и 5,22 MeV максимальное, не противоречащее опыту, число кадров, получаем таблицу.

Верхний предел интенсивности γ-линий 4,12, 4,24 и 5,22 MeV (по отношению к интенсивности линии 3,85 MeV) из опытов при различных H

H, Oe	Предел интенсивности γ-линии		
	4,12 MeV	4,24 MeV	5,22 MeV
1360	$2\cdot10^{-2}$	$1{,}2\cdot10^{-2}$	—
1500	$4\cdot10^{-2}$	$2\cdot10^{-2}$	$6\cdot10^{-4}$
1675	$2\cdot10^{-2}$	$1\cdot10^{-2}$	$5\cdot10^{-4}$

Аналогичные результаты получены при $H = 1520$ Oe, когда использовались цилиндрические счетчики.

Таким образом, первая группа опытов приводит к следующим результатам: 1) в γ-спектре Na^{24} имеется линия $h\nu = 3{,}85 \pm 0{,}04$ MeV, 2) верхние пределы относительной интенсивности возможных γ-переходов видны из таблицы.

Вторая группа опытов проводилась нами с целью определения интенсивности линии 3,85 MeV по отношению к линии 2,75 MeV (интенсивность последней почти точно равна 1 кванту на распад). Условия измерений мы выбирали такими, чтобы γ-годоскоп регистрировал одновременно обе линии, причем чувствительность прибора по отношению к линии 3,85 MeV была бы во много раз больше чувствительности по отношению к линии по 2,75 MeV. Такие условия осуществлялись при $H = 1240$ Oe с цилиндрическими счетчиками и $H = 1220$ Oe с прямоугольными счетчиками. На рис. 5 представлены результаты измерений γ-излучения при $H = 1220$ Oe после вычитания фона.

Линия, соответствующая $h\nu = 2{,}75$ MeV, имеет несимметричную форму, и максимум ее несколько смещен в жесткую область, так как при $H = 1220$ Oe прибор регистрирует лишь спад этой линии со стороны больших энергий. Линия 3,85 MeV имеет стандартную форму.

Результаты этих опытов приводят к значению интенсивности γ-линии 3,85 MeV — $I_{3,85} = (4{,}1 \pm 0{,}8)\cdot10^{-4}$ квант на распад. Ошибка связана с неточным знанием спектральной чувствительности прибора и небольшой статистической точностью измерений.

Используя последний результат, мы получили следующие верхние пределы интенсивности возможных γ-переходов: $I_{4,12} \leqslant 9\cdot10^{-6}$ квант на распад; $I_{42,4} \leqslant 5\cdot10^{-6}$ квант на распад; $I_{5,22} < 2\cdot10^{-7}$ квант на распад.

Обсуждение результатов

Результаты настоящей работы позволяют высказать некоторые замечания о характере β-распада Na^{24}.

Если бы происходил β-распад Na^{24} на уровень 4,24 MeV ($E_{гр} \approx 1{,}27$ MeV), то наблюдалась бы γ-линия $h\nu = 4{,}24$ MeV, интенсивность которой была бы сравнима с интенсивностью β-спектра. По нашим данным, $I_{4,24} \leqslant 5\cdot10^{-6}$ квант на распад. Полагая, что интенсивность β-спектра с $E_{гр} = 1{,}27$ MeV равна $5\cdot10^{-6}$, получаем, что $\lg ft = 11{,}3$ [19]. Такое значение $\lg ft$ соответствует II порядку запрещения. Этот вывод согласуется с данными предыдущих работ (например, [15, 20]) о том, что уровень 4,24 MeV имеет спин 2 и четную четность.

Полученные нами данные косвенно подтверждают предположение Ньютона [15] о возможности β-распада Na^{24} на уровень 5,22 MeV Mg^{24} с последующим излучением γ-квантов $h\nu = 3{,}85$ MeV. Другие предположения относительно происхождения γ-линии 3,85 MeV сводятся к следующему: либо эта линия возникает при переходе между уровнем 4,12 MeV и новым уровнем ~0,27 MeV, либо между новым уровнем 3,85 MeV и основным состоянием Mg^{24}. Для согласования этих предположений с имеющимися экспериментальными данными о β- и γ-переходах при распаде Na^{24} приходится приписать этим гипотетическим уровням (0,27 или 3,85 MeV) спин $\geqslant 7$. К подобному же выводу пришли авторы работы [9]. Столь большое значение спина для первых возбужденных уровней четно-четного ядра представляется маловероятным, и предположения о существовании уровня 0,27 MeV или уровня 3,85 MeV Mg^{24} кажутся неосновательными. В то же время гипотеза о существовании уровня 5,22 MeV не противоречит известным данным о β-распаде Na^{24}.

Интенсивность мягкого β-спектра с граничной энергией ~300 keV, по-видимому, того же порядка, что и интенсивность γ-перехода $h\nu = 3{,}85$ MeV, т. е. $\sim 4 \cdot 10^{-2}\%$, так как других γ-переходов с уровня 5,22 MeV не наблюдается. Отсюда для мягкого β-перехода $\lg ft = 6{,}9$. Это, по-видимому, разрешенный β-переход, слегка заторможенный из-за K-запрета (для уровня 5,22 MeV Mg^{24} вероятное значение $K=2$ [21]). Отсюда вытекают возможные значения спина 3, 4 или 5. При $I=4$ или 5 γ-разрядка уровня 5,22 MeV шла бы через уровень 4,12 MeV (4^+), но γ-лучи $h\nu = 1{,}10$ MeV не известны. Поэтому, вероятно, $I = 3$ в согласии с выводами Ньютона [15].

В измерениях γ-излучения Na^{24} и обработке результатов принимала участие Т. В. Полещук.

Цитированная литература

1. Fermi E., Amaldi E., D'Agostino O., Rasetti F., Segré E., Proc. Roy. Soc., **146**, 483 (1934).
2. Sampson M., Bleakney W., Phys. Rev., **50**, 732 (1936).
3. Lawson J., Phys. Rev., **56**, 131 (1939).
4. Elliott L., Deutsch M., Roberts A., Phys. Rev., **63**, 386 (1943).
5. Selgbhan K., Phys. Rev., **70**, 127 (1946).
6. Cook C., Jurney E., Langer L., Phys. Rev., **70**, 985 (1946).
7. Brady E., Deutsch M., Phys. Rev., **78**, 558 (1950).
8. Turner J., Cavanagh P., Phil. Mag., **42**, 636 (1951).
9. Beghian L., Bishop G., Halban H., Phys. Rev., **83**, 186 (1951).
10. Blom S., Phys. Rev., **88**, 312 (1952).
11. Hausman H., Allen A., Arthur J., Bender R., McDole C., Phys. Rev., **88**, 1296 (1952).
12. Hedgran A., Lind D., Arkiv Fysik, **5**, 177 (1952).
13. Bellamy E., Smith K., Phil. Mag., **44**, 33 (1953).
14. Lockett E., Thomas R., Nucleonics, **11**, 3, 14 (1953).
15. Newton J., Phys. Rev., **96**, 241 (1954).
16. Джелепов Б. С., Изв. АН СССР, Серия физич., **21**, 1580 (1957).
17. Чубинский О. В., Изв. АН СССР, Серия физич., **21**, 1583 (1957).
18. Густова Л. В., Джелепов Б. С., Ермолов П. В., Чубинский О. В., Доклад на VI Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии, 1956.
19. Джелепов Б. С., Зырянова Л. Н., Влияние электрического поля атома на β-распад.— Изд. АН СССР, М. — Л., 1956.
20. Calvert J., Jaffe A., Litherland A., Maslin E., Proc. Phys. Soc., **A68**, 1008 (1955).
21. Пекер Л. К., Густова Л. В. и Чубинский О. В., Изв. АН СССР, Серия физич., **21**, 1013 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Л. К. ПЕКЕР

О СХЕМАХ РАСПАДА НЕКОТОРЫХ НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал о γ- и β-спектрах нечетно-нечетных деформированных ядер. Но в большинстве случаев не удавалось определить положение и квантовые характеристики уровней дочерних четно-четных ядер, не относящихся к нижней ротационной полосе. В тех же немногих случаях, когда авторы пытались построить схему таких уровней, она чаще всего не удовлетворяла современным представлениям о свойствах уровней деформированных ядер (за исключением схем уровней: W^{182}, Os^{186}, Os^{188}, Pu^{238}). Примером могут служить приведенные в обзоре [1] схемы уровней: Sm^{152}, Gd^{154}, Dy^{160}, W^{180}, Os^{190}, Th^{228}, Th^{230}, U^{232}, U^{234}, Pu^{240}.

Недавно были пересмотрены схемы уровней некоторых из указанных выше ядер. В частности, были проведены новые исследования γ-спектров Tb^{160}, [2, 3], Ho^{160} [3], Ac^{228} [4]. Предложенные в результате этих исследований схемы уровней Dy^{160} и Th^{228} подтверждают правильность теоретических представлений о возбужденных уровнях таких ядер [5] вплоть до энергии возбуждения 1200—1300 keV.

В настоящей работе мы попытались на основании известных экспериментальных данных о β- и γ-спектрах построить схемы уровней нескольких деформированных четно-четных ядер, для того чтобы привести их в соответствие с современными теоретическими представлениями.

Схема уровней $_{64}Gd^{154}_{90}$

В результате изучения на сцинтилляционном спектрометре γ- и β-спектров Eu^{154} Штефенс [6] предложил схему распада, приведенную на рис. 1. Согласно его предположению уровни Gd^{154} 996,6 и 1128,4 keV* образуют ротационную полосу с $K = 2^+$ и потому имеют спины и четность 2^+ и 3^+ соответственно (K — проекция полного момента на ось симметрии ядра).

Однако можно видеть, что такое предположение ведет к значительным трудностям. Поскольку спин Eu^{154} равен 3 [8] ($K = 3^-$), β-распад на уровни 996 keV (2^+) и 1128 keV (3^+) должен быть однократно запрещен и $\lg \tau f$ не может превышать $8 - 8{,}5$, ибо в этом случае отсутствует K-запрет [9].

Опытных данных об интенсивности β-переходов на рассматриваемые уровни нет, но, даже если бы на них шли все 100% β-переходов, $\lg \tau f$ были бы $\geqslant 12$.

Эта трудность может быть устранена, если предположить, что уровни 996 и 1128 keV имеют спины и четность 1^- и 3^-, а $K = 0^-$. В этом случае β-распад на уровень 996 keV (1^-) двукратно запрещен правилами отбора по спину и четности и, кроме того, действует K-запрет

* Точные значения энергии этих уровней взяты из прецизионных измерений Б. В. Бобыкина [7].

($\Delta\nu = \Delta K - L = 1$; L—мультипольность перехода). С этим выводом согласуются данные Штефенса, который не обнаружил β^--переход на уровень 996 keV; β^--переход на уровень 1128 keV (3^-) разрешен правилами отбора по спину и четности ($\Delta I = 0$; нет), но сильно запрещен по квантовому числу K ($\Delta\nu = 3$ или 2). Таким образом, значение $K = 0^-$ для уровня 1128 keV может объяснить наблюдаемое значение $\lg \tau f \geqslant 12$.

Выбор между значениями $K = 0^-$ и $K = 2^+$ может быть сделан, если точно известна мультипольность хотя бы одной из четырех γ-линий: 1005,4, 996,6, 873,7 и 757,36 keV, ибо в случае $K = 0^-$ все они должны быть типа $E1$, а при $K = 2^+$ они будут относиться к типу $E2$.

Однако в настоящее время из-за недостаточной разрешающей способности спектрометров интенсивности указанных линий не могут быть точно определены (линии 996 и 1005 keV, а также 873,7 и 868,5 keV (из Eu^{152}) не разделяются). Поэтому не могут быть определены точные значения коэффициентов внутренней конверсии, а следовательно, и мультипольности рассматриваемых переходов.

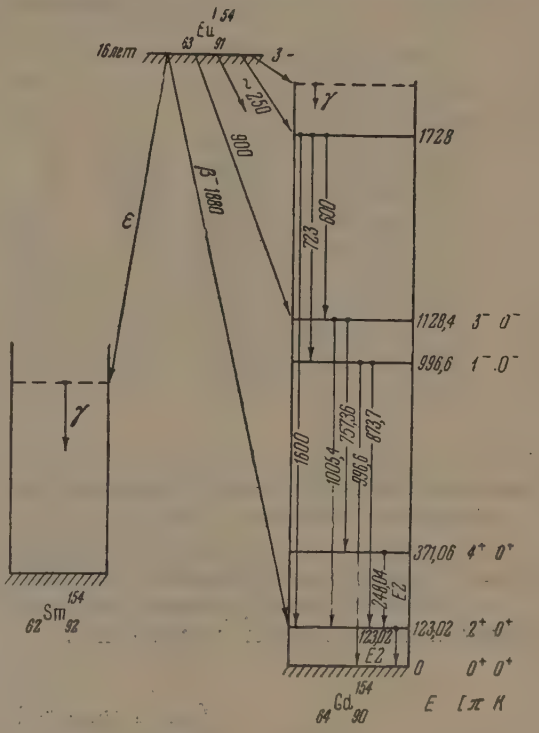


Рис. 1. Схема уровней Gd^{154}

Все же данные об относительных интенсивностях γ-линий могут быть использованы для оценки значения K [9], если сделать конкретные предположения о типе мультипольности.

Еще более убедительным аргументом в пользу того или иного значения K является сопоставление относительных интенсивностей K-конверсионных линий, ибо они известны значительно точнее, чем интенсивности γ-линий. При этом также нужно сделать конкретные предположения о типе мультипольности и использовать соответствующие теоретические значения коэффициентов внутренней конверсии ($E1$) или ($E2$).

В табл. 1 приведены данные о теоретическом и экспериментальном значениях отношений, приведенных к одной энергии интенсивностей переходов.

Из таблицы видно, что сопоставление интенсивностей γ-линий 996 и 873 keV не дает возможности сделать выбор между двумя значениями K, ибо отношения B_1/B_2 для обоих значений K очень близки.

Из данных об интенсивностях γ-переходов и K-конверсионных линий с уровня 1128 keV определенно вытекает, что для этого уровня $K = 0^-$, а значение $K = 2^+$ исключается.

Другие значения $K = 0^+$, $1^\pm$, 2^-, 3^+ нельзя согласовать не только с количественными данными об интенсивности γ-переходов, но и самим фактом их существования (или отсутствия). Поэтому мы их не рассматриваем.

В соответствии со сказанным выше нижний уровень этой ротационной полосы 996 keV имеет $K = 0^-$ и, следовательно, спин и четность 1^-. Его можно интерпретировать как октупольный вибрационный уровень

Таблица 1

Теоретические и экспериментальные значения отношений $\frac{B_1}{B_2}$*

Характеристика отношения	Из данных об интенсивности		Теоретические значения	K
	γ-линий	K-конверсионных линий		
$\frac{B_1(996;\ E1;\ 1^- \to 0^+)}{B_2(873;\ E1;\ 1^- \to 2^+)}$	—	—	0,5	0^-
$\frac{B_1(996;\ E2;\ 2^+ \to 0^+)}{B_2(873;\ E2;\ 2^+ \to 2^+)}$	—	—	0,7	2^+
$\frac{B_1(1005;\ E1;\ 3^- \to 2^+)}{B_2(753;\ E1;\ 3^- \to 4^+)}$	$\frac{13 \pm 2}{10 \pm 4}$	1,14	0,75	0^-
$\frac{B_1(1005;\ E2;\ 3^+ \to 2^+)}{B_2(753;\ E2;\ 3^+ \to 4^+)}$	$\frac{8 \pm 2}{10 \pm 4}$	0,7	2,5	2^+

типа $\lambda = 3$, $\nu = 0$, где λ — квантовое число, характеризующее симметрию колебаний, а ν — его проекция на ось симметрии ядра.

Интересно отметить, что в $_{62}Sm^{152}_{90}$ — ядре с таким же, как у $_{64}Gd^{154}_{90}$, числом нейтронов — найденный Гродзинсом [13] уровень 1^- ($\nu = 0$; $K = 0^-$) имеет несколько меньшую энергию возбуждения — 976 keV.

О более высоких уровнях Gd^{154} в настоящее время нельзя сделать никаких определенных заключений.

Схема уровней $_{64}Gd^{156}_{92}$

В выпуске «New Nuclear Data» за первый квартал 1957 г. приведены не публиковавшиеся ранее данные о составе γ-спектра [14], сопровождающего β-распад Eu^{156}. Есть также предварительные данные о составе γ-спектра Tb^{156} [15].

На рис. 2 приведена схема уровней Gd^{156}, которая включает большую часть этих данных. Поскольку никаких сведений, кроме энергии γ-переходов, авторы не приводят, схема нами была построена на основе теоретических представлений о свойствах уровней деформированных четно-четных ядер. γ-Линии 88,97, 199,19 и 360 keV, по-видимому, возникают при переходах между уровнями нижней ротационной полосы $0\,(0^+)$, 88,97 (2^+), 288,16 (4^+) и 650 keV (6^+). Наличие уровней другого типа с энергией, меньшей 1000—1200 keV, мало вероятно, так как для одночастичного или вибрационного возбуждения требуется энергия, превышающая 1000 keV.

Положение первого уровня с энергией возбуждения свыше 1000 keV может быть установлено, если предположить, что γ-линии 1240 keV и 1150 keV являются переходами с него на основное состояние 0^+ и нижний уровень 2^+. Энергия этого уровня равна 1240 keV, а спин $1^\pm$ или 2^+. Простое объяснение получают γ-линии 1270 и 1075 keV. Если предположить, что существует уровень 1360 keV, то эти γ-линии возникают в результате перехода с него на нижние уровни 2^+ и 4^+. Отсутствие

* $E = 1005$ keV: $I_\gamma = 29 \pm 2$, $I_{e_K} = 1{,}6$, $\alpha_{E1} = 9{,}7 \cdot 10^{-4}$, $\alpha_{E2} = 2{,}32 \cdot 10^{-3}$; $E = 753$ keV: $I_\gamma = 10 \pm 4{,}1$, $I_{e_K} = 1{,}0$, $\alpha_{E1} = 1{,}68 \cdot 10^{-3}$, $\alpha_{E2} = 4{,}25 \cdot 10^{-3}$; интенсивности γ-линий взяты из [10]; интенсивности K-конверсионных линий взяты из [11]; значения α_{E1} и α_{E2} взяты из [12].

γ-линии 1360 keV, отвечающей переходу на основное состояние 0^+, указывает, что если уровень 1360 keV существует, то его спин $\geqslant 3^{\pm}$.

Относительное расположение уровней 1240 и 1360 keV наводит на мысль, что они относятся к одной ротационной полосе. Если это так, то можно сделать более определенные выводы о спинах и четности

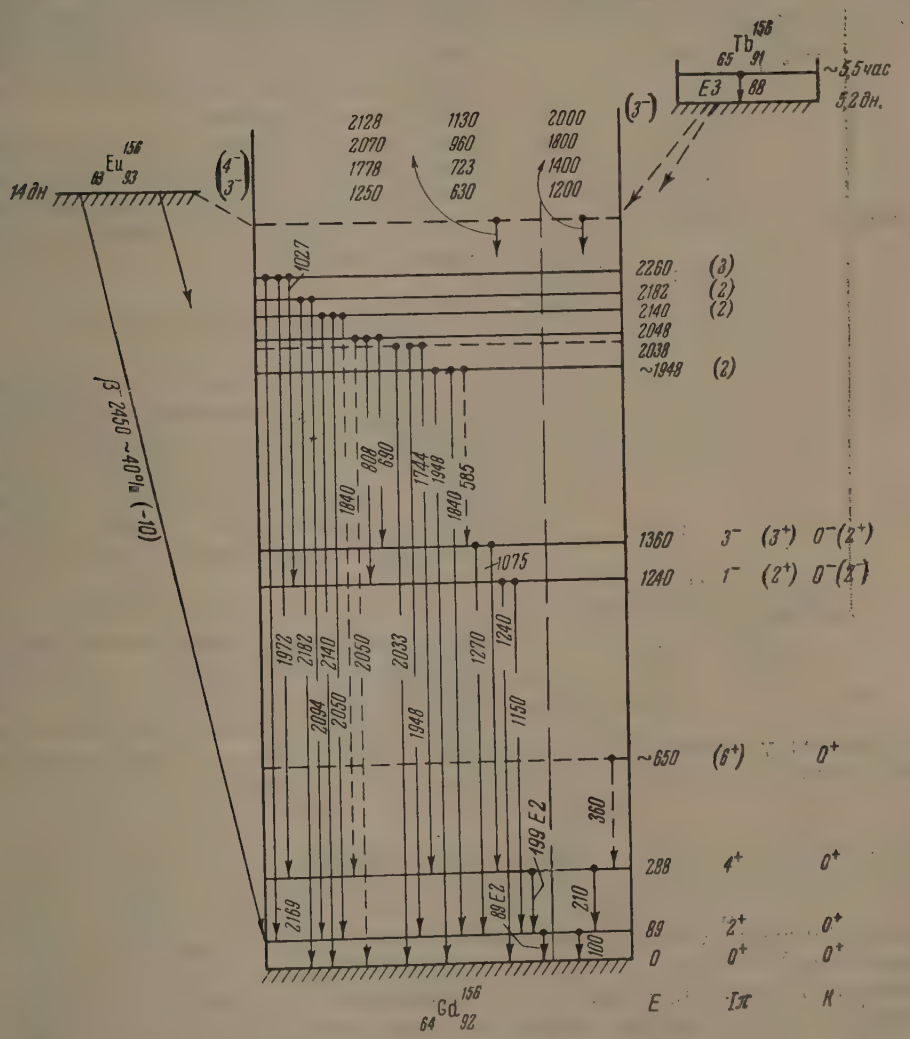


Рис. 2. Схема уровней Gd^{156}

обоих уровней. Требование, чтобы спин уровня 1240 keV был равен 1 или 2, а спин уровня 1360 keV был $\geqslant 3$, совместимо только с двумя значениями $K = 0^-$ и $K = 2^+$. В первом случае спины и четности обоих уровней 1^- и 3^-, во втором 2^+ и 3^+.

Момент инерции уровня 1240 keV в случае $K = 2^+$ несколько меньше, а в случае $K = 0^-$ несколько больше момента инерции основного состояния, что характерно для вибрационных уровней [9], октупольного или квадрупольного типа.

Выбор между двумя значениями K можно было бы сделать, если бы была известна мультипольность по крайней мере одного из четырех γ-переходов 1270, 1240, 1150 и 1075 keV или относительная интенсивность γ-линий или K-конверсионных линий переходов с энергиями 1270 и 1075 keV (см. выше Cd^{154}).

Каждый из приведенных на схеме более высоких уровней определяется двумя или тремя γ-переходами.

Уровни 2182 и 2260 keV могут составлять еще одну ротационную полосу, возможные значения их спинов—2^+ и 3^+. В случае правильности этого предположения момент инерции уровня 2182 keV несколько больше момента инерции основного состояния, что может указывать на одночастичный характер этого уровня.

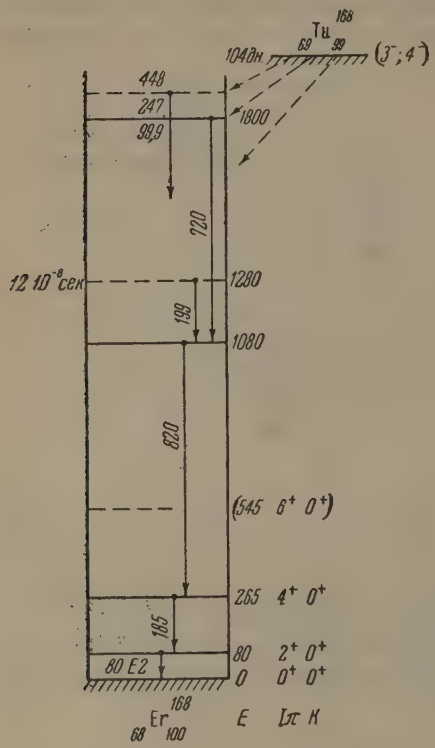


Рис. 3. Схема уровней Er^{168}

Следует отметить, что в работе [16] найдены дополнительные γ-переходы, которые указывают на существование уровней 1940 и 2140 keV, спины которых равны 2 или 1.

Схема уровней $_{68}Er^{168}_{100}$

Согласно опубликованным данным [17], γ-спектр, сопровождающий распад Tu^{168}, состоит из линий: 820, 720, 448, 247, 199, 185, 99,9 и 80 keV, причем γ-кванты 820 keV дают совпадения с γ-квантами 720 keV. Авторы приводят предположительную схему распада Tu^{168} (рис. 3).

Обращает на себя внимание отсутствие γ-линий, которые можно было бы интерпретировать как γ-переходы с высокого уровня типа 2^+ или 1. Поэтому можно думать, что вплоть до энергий возбуждения 1600 keV такого уровня нет, и, следовательно, γ-вибрационный уровень 2^+ в Er^{168} расположен выше *.

Схема уровней $_{74}W^{184}_{110}$

Уровни $_{74}W^{184}_{110}$ (рис. 4) возбуждаются при β-распаде $_{73}Ta^{184}_{110}$ β^+- и ε-распаде $_{75}Re^{184}_{109}$.

Ниже приведены данные о γ-спектрах Ta^{184} (полученные на сцинтилляционном спектрометре) и Re^{184} (по электронам внутренней конверсии).

γ-Линии Ta^{184}: 1180 (50), 890 (90), 780 (17), 405 (100), 300 (35), 240 (60), 210 (10), 160 (10) и 110 (30) keV; также KX-лучи (40) [20] (в скобках даны относительные интенсивности).

γ-Спектр Re^{184} таков: 890, 784, 244, 206 и 159 keV [21], а также 286, 205, 159 и 43 keV [22].

Из опытов по кулоновскому возбуждению следует, что первый ротационный уровень W^{184} 2^+ имеет энергию ≈ 110 keV. Второй ротацион-

---

* В γ-спектре, сопровождающем реакцию Er (n, γ) Er, найдены γ-линии: 188, 280, 730 и 820 keV [18]. Все они могут быть помещены в схему уровней Er^{168}.

Интересно отметить, что возможные значения спина и четности Tu^{168} $(\Omega_p \pm \Omega_n) = 3^-$ и 4^- [19] точно такие же, как у ядра Er^{168}, образующегося в результате захвата теплового нейтрона Er^{167} $[(^7/_{2}^-) \pm (^1/_{2}^+)] = 4^-$ и 3^-. Поэтому можно ожидать, что наиболее вероятные переходы в обоих процессах ведут к возбуждению одних и тех же уровней, и, следовательно, γ-спектры, сопровождающие оба процесса, будут очень похожи. Как видно из приведенных данных, ожидаемое подобие γ-спектров действительно имеет место.

ный уровень 4^+ должен иметь энергию порядка 360 keV. По-видимому, γ-линия 240 keV соответствует переходу $4^+ \rightarrow 2^+$. Если предположить, что существует уровень 890 keV, то γ-линии 890 и 780 keV являются переходами на нижние уровни 0^+ и 2^+. При этом относительно большая интенсивность линии 890 keV исключает для уровня 890 keV все значения спина и четности, кроме 1^+ и 2^+.

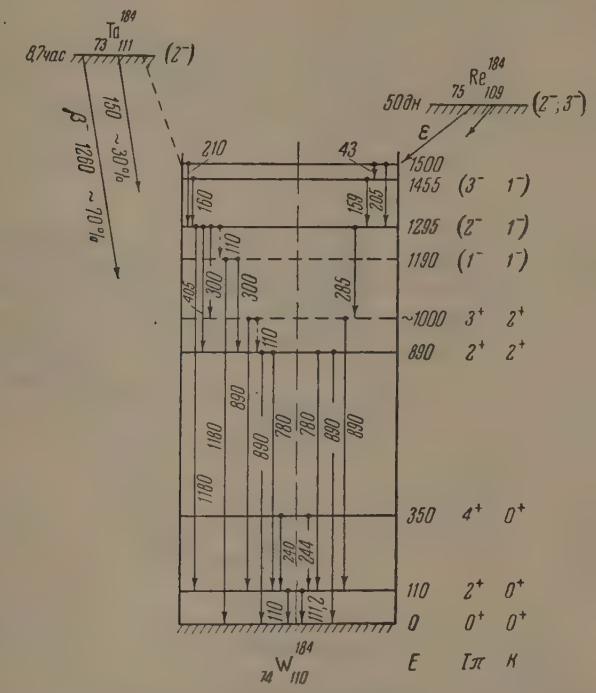


Рис. 4. Схема уровней W^{184}

Сопоставляя его свойства со свойствами подобного уровня $_{76}Os^{186}_{110}$ (ядра с тем же числом нейтронов) 730 keV 2^+ [1], можно думать, что спин и четность уровня W^{184} 890 keV также равны 2^+.

Для объяснения других γ-линий вводятся уровни 1000, 1190, 1295, 1455 и 1500 keV. В такой схеме γ-линия 890 keV может отвечать двум переходам: а) между уровнями 890 keV → 0 keV, б) между уровнями 1000 keV → 110 keV. По-видимому, этим можно объяснить тот факт, что отношение относительных интенсивностей γ-линий 890 и 780 keV значительно больше предсказываемого теорией для $K = 2^+$ (≈3 вместо 0,7).

Если уровень 1000 keV существует, то его можно интерпретировать как первый ротационный уровень полосы с $K = 2^+$; $I = 3^+$.

Отметим, что энергии уровней 1190, 1295 и 1455 keV хорошо описываются формулой типа

$$E = A[I(I+1) - I_0(I_0+1)],$$

если $K = I_0 = 1^-$, однако само существование уровней установлено с недостаточной точностью.

Схема уровней $_{74}W^{186}_{112}$

В работе [23] изучался γ-спектр, сопровождающий β^--распад Ta^{186}; его состав: ~1150 (10), 940 (15), 730 (65), 610 (45), 510 (45), 410 (20), 300 (25), 200 (100) и 125 (25) keV.

Из опытов по кулоновскому возбуждению и данных о распаде Re^{186} следует, что линия 125 keV соответствует γ-переходу $2^+ \rightarrow 0^+$ и первый уровень W^{186} 125 keV 2^+ (рис. 5).

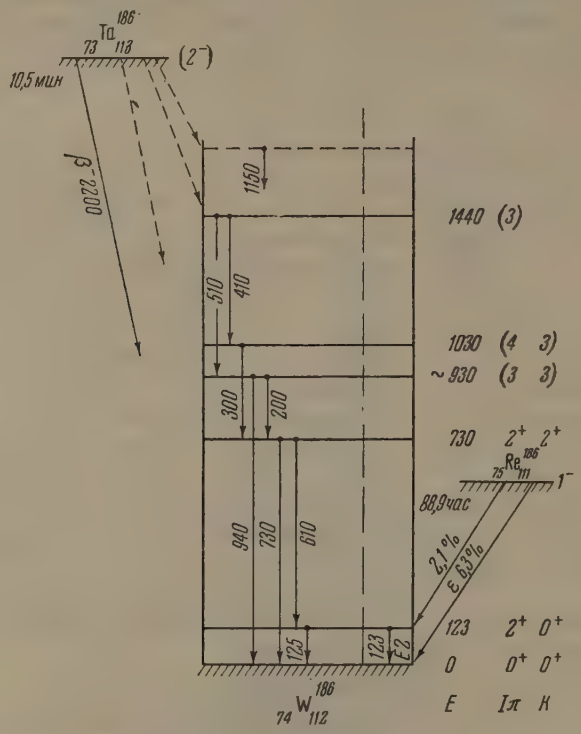


Рис. 5. Схема уровней W^{186}

Проводя аналогию с Os^{188} [1], который имеет то же число нейтронов, можно думать, что в W^{186} существует уровень 730 keV 2^+, связанный γ-переходами 730 и 610 keV с уровнями 0^+ и 2^+ ($K = 0^+$).

Приняв эту гипотезу и зная относительные интенсивности обоих γ-переходов, получаем для их отношения (после приведения к одной энергии) величину 0,6, которая хорошо согласуется с теоретической 0,7 для $K = 2^+$ (для $K = 0^-$, $I = 1^-$ теоретическое отношение, однако, тоже равно 0,5, в связи с чем значение $K = 2^+$ будет окончательно доказано после оценки мультипольности этих линий).

Для объяснения остальных линий введены уровни: 930, 1030 и 1440 keV. Положение линии 1150 keV не ясно.

Схема уровней $_{92}U^{232}_{140}$

Уровни U^{232} возбуждаются при β^--распаде Pa^{232}, ε-захвате в Np^{232} и α-распаде Pu^{236} (рис. 6). В последнем процессе α-переходы идут на уровни U^{232} 47 (2^+), 156 (4^+) и 321 keV (6^+), образующие ротационную полосу с $K = 0^+$ [24]. γ-Спектр, сопровождающий ε-захват в Np^{232}, не исследован.

В табл. 2 приведены данные о γ-спектре Pa^{232} [25].

Схема уровней U^{232} построена по аналогии со схемами уровней ядер типа Th^{228} [4], Pu^{238} [1] и др.

γ-Линии 389 и 455 keV могут отвечать двум уровням ротационной полосы с $K = 0^-$: уровню 436 (1^-) и 502 keV (3^-). Уровни 868 и 943 keV (если они действительно существует) могут относиться к ротационной полосе с $K = 2^+$. Значения K/L для γ-линий 868 и 821 keV не противоречат ожидаемой мультипольности типа $E2$.

Таблица 2

γ-Спектр Pa^{232} по данным [25]

E_γ	K/L	$L_I:L_{II}:L_{III}$	Интенсивность конверсионных линий I_{e^-}	E_γ	K/L	$L_I:L_{II}:L_{III}$	Интенсивность конверсионных линий I_{e^-}
47,2	—	0:1:0,9	Сильная	821	4		Сильная
109,3	—	1:0:0,4	Очень сильная	844	—		Слабая
389	2		Сильная	868	4		Сильная
455	4		Очень сильная	896	>6		Сильная
517	8,5		Сильная	973	6		Сильная
584	~1,5		Очень слабая	1085	—		Слабая
662	<1		Очень слабая	1153	—		Очень слабая
690	—		—				

Для объяснения γ-линий 973, 584 и 517 keV введен уровень 1020 keV, а для объяснения линий 1153 и 1085 keV, а также 973 keV—уровни 1132 и 1200 keV. Данные о мультипольностях γ-линий, полученные из анализа значений K/L, весьма не надежны, и их нельзя использовать для определения спинов и четности уровней.

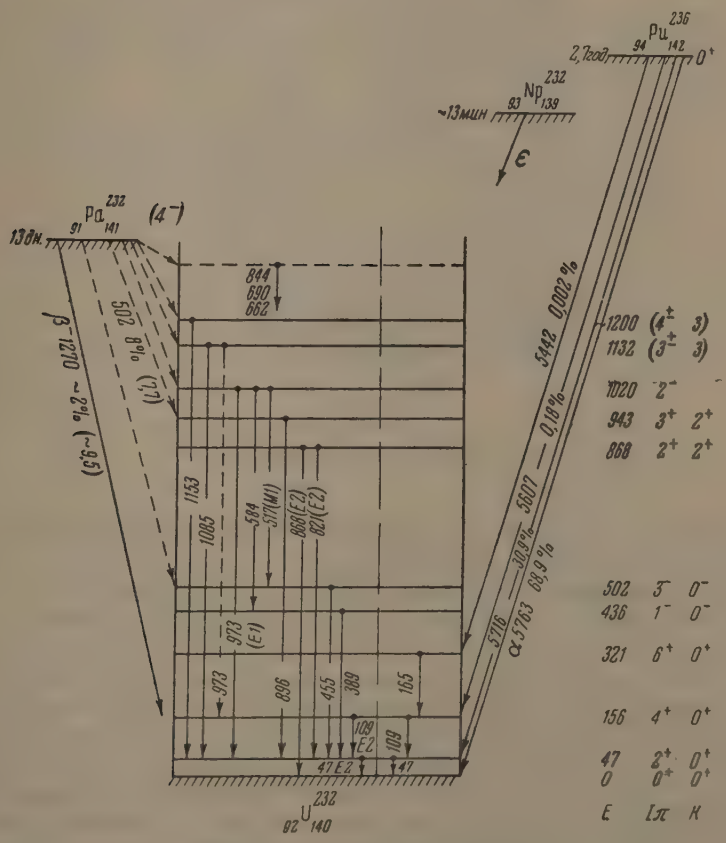


Рис. 6. Схема уровней U^{232}

О происхождении слабых линий 844, 690 и 622 keV в настоящее время сказать ничего нельзя.

На схеме (рис. 6) приведены предполагаемые значения спинов и четность уровней. Если сделанные выше предположения верны, то уровень 436 keV—октупольный вибрационный уровень с $\nu = 0$, а уровень 868 keV может быть γ-вибрационным квадрупольным уровнем.

Схема уровней $_{94}Pu^{240}_{146}$

При α-распаде Cm^{244} в Pu^{240} возбуждаются уровни 42, 87 (2^+), 141,77 (4^+) и 292 keV (6^+), относящиеся к ротационной полосе с $K = 0^+$, и уровни 600 (1^-) и 640 (3^-), относящиеся к ротационной полосе

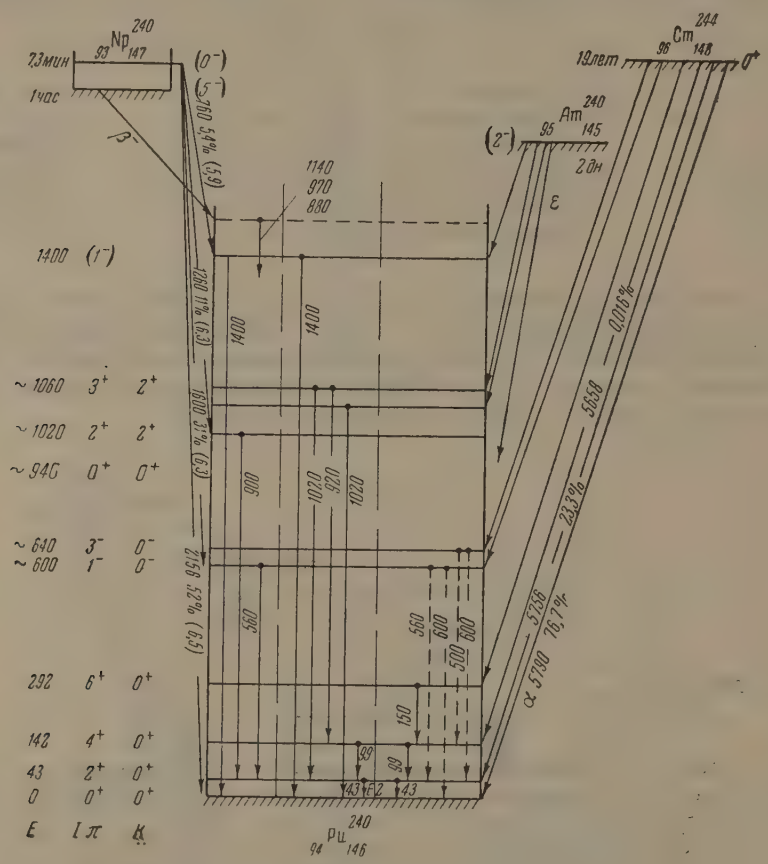


Рис. 7. Схема уровней Pu^{240}

с $K = 0^-$ [24]. По-видимому, уровень Pu^{240} 600 keV является октупольным вибрационным уровнем с $\nu = 0$ (рис. 7).

β-Распад изомерного состояния Np^{240} ($T = 7{,}3$ мин, $I = 0^-$) сопровождается испусканием γ-линий 1400, 900 и 560 keV [24], а ε-захват в Am^{240} ($I = 2^-$) — γ-линий 1400, 1020, 920, 98,9 и 42,87 keV [26, 27]. Для того чтобы поместить эти линии, мы по аналогии с Pu^{238} предположили, что в Pu^{240} существует уровень 0^+ 940 keV (β-вибрационный квадрупольного типа) и уровни 1020 и 1060 keV, входящие в ротационную полосу с $K = 2^+$ и имеющие спины и четность 2^+ и 3^+. Наличие в γ-спектрах Np^{240} и Am^{240} линии 1400 keV указывает на существование уровня 1400 keV типа 1^-. Это значение спина обусловлено тем, что на него идут переходы с состояний Np^{240} 0^- и Am^{240} 2^-. Анализ β-спектра Np^{240} и K-захвата Am^{240} подтверждает сделанные выше предположения (основанные только на аналогии со схемой уровней Pu^{238}).

Согласно [19], спин и четность изомерного состояния Np^{240} равны 0^-, а основного состояния Am^{242} — 2^-. Значения $\lg ft < 7$ для всех β^--переходов указывают, что спины уровней Pu^{240}, на которые идет β^--распад, могут иметь спин $0^\pm$ или $1^\pm$. Из схемы видно, что β-распад действительно идет на следующие уровни: на основное состояние 0 keV

(0^+), на уровень 600 keV (1^-) и на уровень 940 keV (0^+); β-переходов на уровни 1020 keV (2^+) и 1060 keV (3^+) нет.

В то же время при распаде Am^{240} возбуждаются уровни 1020 и 1060 keV и не возбуждаются уровни 940 keV (0^+), 600 keV (1^-) и 640 keV (3^-). ε-Захват на эти уровни запрещен правилами отбора по спину, четности или по квантовому числу K.

При β^--распаде основного состояния Np^{240} ($T = 1$ час) излучаются γ-линии 1440, 970 и 880 keV [28]. Их положение в схеме уровней Pu^{240} пока не ясно.

Обсуждение полученных результатов

В табл. 3—5 собраны экспериментальные данные о возбужденных уровнях типа 0^+ ($K = 0^+$), 2^+ ($K = 2^+$) и 1^- ($K = 0^-$), которые можно интерпретировать как вибрационные уровни квадрупольного ($K = 0^+$, 2^+) и октупольного типа.

Таблица 3

β-Вибрационные уровни квадрупольного типа; $K = 0^+$

Ядро	Энергия уровня, keV	
	$I = 0+$	$I = 2+$
$_{68}Er^{166}$	1460	
$_{90}Th^{232}$*	~720	770
$_{92}U^{232}$*	~805	—
$_{94}Pu^{238}$*	~935	986
$_{94}Pu^{240}$	~940	—

На рис. 8 представлена зависимость энергии этих уровней от числа нейтронов в ядре и, следовательно, от параметра деформации. Из рисунка

Таблица 4

γ-Вибрационные уровни квадрупольного типа; $K = 2^+$

Ядро	Энергия уровня, keV		Ядро	Энергия уровня, keV	
	$I = 2+$	$I = 3+$		$I = 2+$	$I = 3+$
Sm^{152}	1086	1235?	Th^{228} [4]	964	—
Gd^{156}	1240?	1360?	Th^{230}	1060?	—
W^{182} [9]	1222	1332	U^{232}	868	943
W^{184}	890	1000	Pu^{238}[1]	1030	1076
W^{186}	730	—	Pu^{240}	~1020	1060
Os^{186} [1]	764	—	Cm^{246}*	~1300	—
Os^{188} [1]	633	—	Cf^{250}*	~1200	—
Os^{190} [29]	586	—	Fm^{254}	~ 700	—

Таблица 5

Вибрационные уровни октупольного типа ($K = 0^-$, $\lambda = 3$, $\nu = 0$)**

Ядро	Энергия уровня, keV			
	$I = 1^-$	$I = 3^-$	ΔE $(3^-) \to (1^-)$	ΔE $(2^+) \to (0^+)$
Sm^{152}	976	—	—	122
Gd^{154}	996	1128	132	123
Gd^{156}	1240?	1360?	120	90
Er^{166}	1610 (или 1690)	—	—	80
Ra^{222} [1]	242	—	—	112
Ra^{224} [1]	217	289	72	84
Ra^{226} [1]	253	320	67±5	68
Th^{226} [1]	232	—	—	73
Th^{228} [1, 4]	326	392	66	58
U^{232}	436	502	66	47
Pu^{238} [1]	605	656	51	44
Pu^{240}*	600	643	43±5	43

* По данным Б. Моттельсона (1957 г.).

** В четвертой и пятой графах дана энергия возбуждения первого ротационного уровня в полосах с $K = 0^-$ и $K = 0^+$.

следует, что энергия вибрационных уровней растет с увеличением параметра деформации, причем этот рост особенно заметен в ядрах редких земель. Такая зависимость энергии от параметра деформации приводит к тому, что в ядрах с $A = 158 \div 180$ энергия вибрационных уровней 1^-, 0^+, 2^+ будет превышать 1500—2000 keV и их трудно наблюдать в процессах радиоактивного распада.

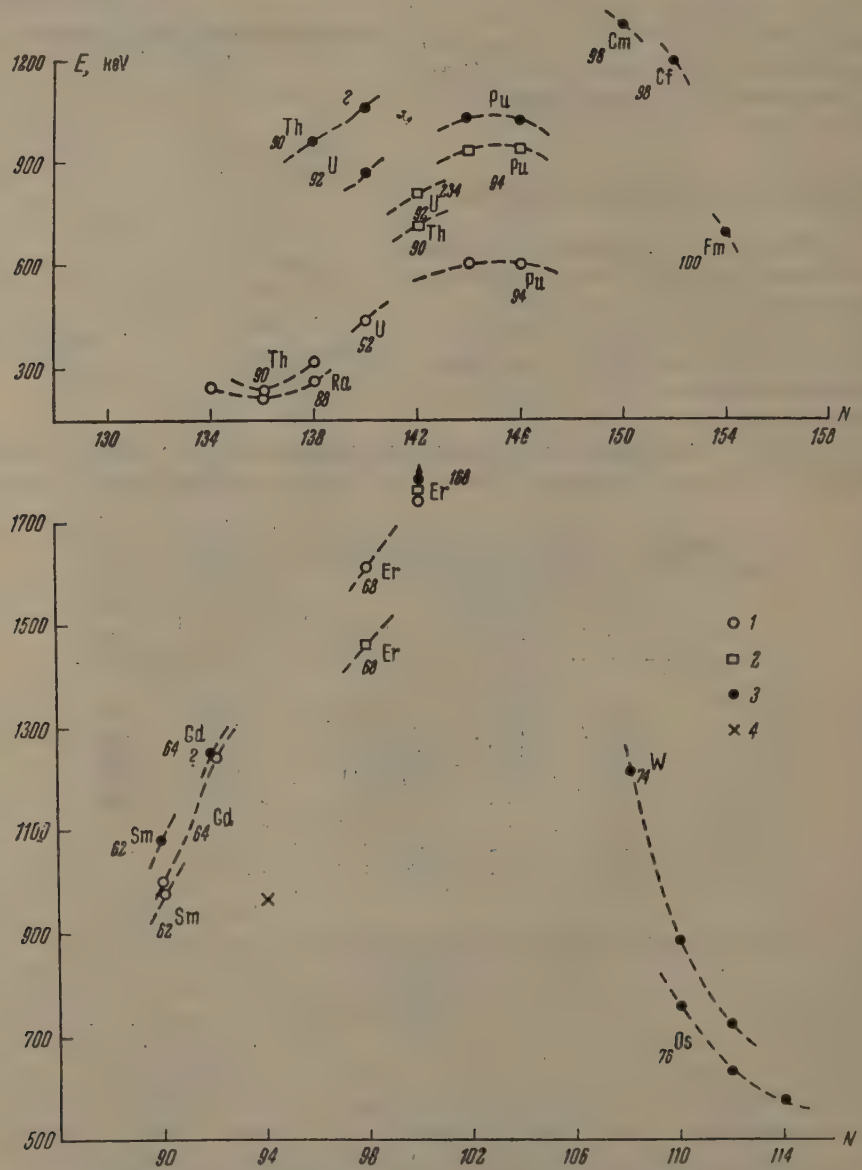


Рис. 8. Зависимость энергии вибрационных уровней деформированных четно-четных ядер от числа нейтронов в ядре: *1* — квадрупольные γ-вибрационные уровни $K = 2^+$, $I = 2^+$; *2* — квадрупольные β-вибрационные уровни $K = 0^+$, $I = 0^+$; *3* — октупольные вибрационные уровни $\lambda = 3$, $\nu = 0$, $K = 0^-$, $I = 1^-$; *4* — уровень Dy^{160} 966 keV 2^+ ($K = 2^+$) [3], который, по-видимому, не является γ-вибрационным уровнем

Этот вывод согласуется с экспериментальными данными о спектрах ядер, лежащих в этой области,— Er^{166}, Er^{168}, Hf^{176}, Hf^{178}, Hf^{180}, W^{180} [1].

Указанная зависимость энергии вибрационных уровней квадрупольного типа от параметра деформации находит себе обоснование в обобщенной

модели оболочек. Подробное обсуждение свойств таких уровней нами проведено.

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить Б. С. Джелепова за детальное обсуждение рассмотренных в работе схем распада.

Библиотека АН СССР

Цитированная литература

1. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
2. Nathan O., Nucl. Phys., 4, 125 (1957).
3. Григорьев Е. П., Джелепов В. С., Золотавин А. В., Крафт О. Е., Крацик Б., Пекер Л. К., См. настоящий номер журнала, стр. 101.
4. Nathan O., Waggoner M. A., Nucl. Phys., 4, *3* (1957).
5. Alder K., Bohr A., Huus T., Mottelson B., Winther A., Rev. Mod. Phys., 28, 432 (1956).
6. Stephens F. S., Nucl. Phys., 2, 548 (1957).
7. Бобыкин Б. В., Тезисы III Совещания по ядерной спектроскопии.— Ленинград, 1957.
8. Kedzie R. W., Abraham M., Jeffries C. D., Bull. Am. Phys. Soc., 1, 390 (1956).
9. Alaga G., Alder K., Bohr A., Mottelson B., Kgl. Danske Math. Fys. Medd., 29, No 9 (1955).
10. Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Недовесов В. Г., Щукин Г. Е., Изв. АН СССР, Серия физич., 21, 966 (1957).
11. Nathan O., Waggoner M. A., Nucl. Phys., 2, 548 (1957).
12. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.
13. Grodzins L., Bull. Amer. Phys. Soc., 1, 329 (1956).
14. Boehm F., Hatch E. N., N. S. A., 11, № 6B (1957).
15. Handley T. H., Lyon W. S., Phys. Rev., 99, 1415 (1955).
16. Ewan G. T., Knowles J W. McKenzie D. R., Bull. Am. Phys. Soc., 2, 259 (1957).
17. Mihelich J. W., Harmatz B., Phys. Rev., 106, 1232 (1957). Jacob K. P., Michelich J. W., Harmatz B., Bull. Am. Phys. Soc., 2, 260 (1957).
18 Fenstermacher C. A., Hickock R. L., Schultz H. L., Bull. Amer. Phys. Soc., 2, 41 (1957).
19. Пекер Л. К., Изв. АН СССР, Серия физич., 21, 1029 (1957).
20. Butement F. D. S., Poë A. J., Phil. Mag., 46, 482 (1955).
21. Wilkinson G. (1952), Rev. Mod. Phys., 25, 465 (1953).
22. Wilkinson G., Hicks H. G., Phys. Rev., 77, 314 (1950).
23. Poë A. J., Phil. Mag., 46, 1165 (1955).
24. Perlman I., Rasmussen J. O., «Alpha Radioaktivity», Handbuch der Physik.— Springer-Verlag, Berlin, 1956.
25. Ong Ping Hok, Sizoo G. J., Physica, 20, 77 (1954).
26. Glass R. A. (1954), Phys. Rev., 105, 1514 (1957).
27. Smith W. G., Gibson W. M., Hollander J. M., Phys. Rev., 105, 1514 (1957).
28. Lefevre H. W., Kinderman E. M., Van-Tuyl H. H., Bull. Am. Phys. Soc., 1, 62 (1956); N. S. A., 11, № 613 (1957).
29. Пекер Л. К., См. настоящий номер журнала, стр. 229.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1958

Л. К. ПЕКЕР

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ЯДЕР С МАЛЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ДЕФОРМАЦИИ. СВОЙСТВА $_{76}Os^{190}_{114}$

В результате большого числа исследований многие свойства сферически симметричных ядер и ядер с большими параметрами деформации сравнительно подробно изучены и успешно интерпретируются обобщенной моделью ядерных оболочек [1].

В то же время об эллипсоидальных ядрах с малыми параметрами деформации ($\beta \approx 0{,}15 \div 0{,}20$) имеется очень мало сведений. Между тем, такие ядра расположены в переходной области и могут иметь особенности, выяснение которых весьма существенно для дальнейшего развития представлений о структуре ядра. Примерами таких переходных эффектов могут служить новый тип изомерии в Eu^{152} и характерные отношения K-захвата и β^--распада в основном и изомерном состояниях этого же ядра [2].

В настоящей работе мы обсудим свойства ядра, расположенного на другом конце этой же области деформированных ядер — $_{76}Os^{190}_{114}$. Интерес к Os^{190} усугубляется тем, что это ядро обладает наименьшим из известных параметров деформации ($\beta \approx 0{,}15$). Поэтому можно думать, что отклонения от свойств, характерных для эллипсоидальных ядер, здесь будут достигать максимума и, следовательно, четко проявляться.

Нами были заново рассмотрены все экспериментальные данные, относящиеся к Os^{190}, и построена схема уровней, полностью их охватывающая (рисунок).

Схема основана на следующих соображениях.

В γ-спектре, сопровождающем распад 10-мин Os^{190*}, найдены четыре линии типа $E2$ приблизительно одинаковой интенсивности: 614, 500, 359 и 187 keV, которые дают совпадения друг с другом [3—4]. Помимо этих линий, обнаружена линия 39 keV типа $M2$ [5].

Последовательность спинов уровней: 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, вытекающая из данных о мультипольности и совпадениях γ-линий, и явно выраженная закономерность в последовательном увеличении энергии γ-переходов позволяют считать, что в Os^{190} существует ротационная полоса: 0 (0^+), 186 (2^+), 546 (4^+), 1046 (6^+) и 1660 keV (8^+), а переход 39 keV — изомерный переход типа $M2$ с уровня 1669 keV (10^-) на уровень 1660 keV (8^+).

В γ-спектре Re^{190} из указанных пяти линий ротационной полосы наблюдается только линия 186 keV, а в γ-спектре 11-дн Ir^{190} — линии 186 и 360 keV, но зато появляется ряд других линий: в Re^{190} наблюдались γ-линии [6]: 830 (~25), 569 (~75), 392 (~75) и 191 keV (~75), а в Ir^{190} ($T = 11$ дней) — линии [5, 7]: ~1330 (~2), ~800 (17), 580 (80), 540 (65), 400 (55), 360 (30) и 186 keV (75) (в скобках приведена относительная интенсивность переходов). В спектре Ir^{190} γ-линия 186 keV дает совпадения с γ-квантами 360 и 400 keV.

До сих пор в литературе не сообщалось о попытках поместить эти линии в схему уровней Os^{190}. Нами была предпринята попытка сделать это. Прежде всего были определены возможные значения спинов и четности основных состояний Re^{190} и Ir^{190}. Согласно [8], основное состояние Re^{190} имеет спин и четность либо 2^-, либо 7^-, а Ir^{190} ($T = 11$ дней) или 3^-, или 0^-.

Анализ свойств γ-вибрационных уровней деформированных ядер показал, что в Os^{190} следует ожидать появления такого уровня 2^+ при энергии возбуждения порядка 550—600 keV.

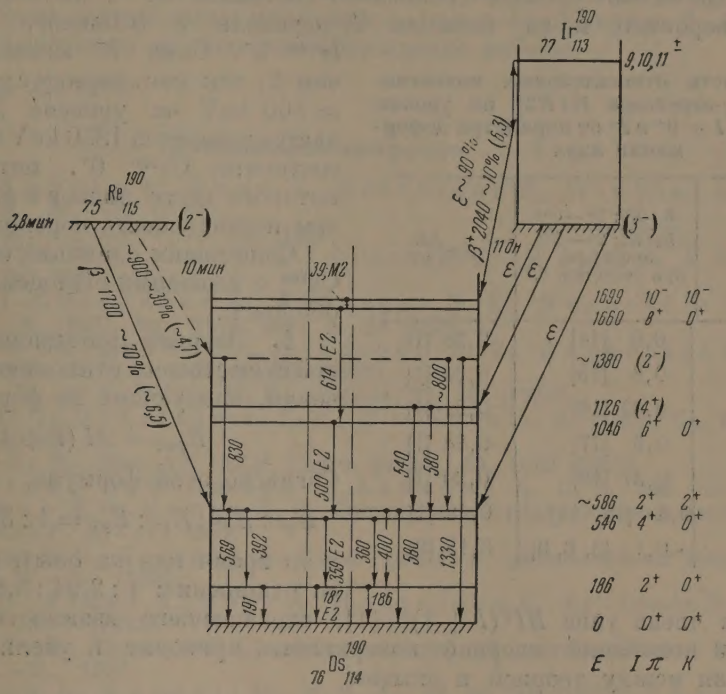


Рис. 1. Схема уровней $_{76}Os^{190}_{114}$

Мы предположили, что в Os^{190} γ-вибрационный уровень 2^+ имеет энергию возбуждения ≈ 580 keV и связан с основным состоянием и первым ротационным уровнем 186 keV γ-переходами 580 и ~ 400 keV (в Re^{190} 569 и 392 keV). Большие интенсивности γ-линий указывают на то, что этот γ-вибрационный уровень непосредственно возбуждается при распаде Re^{190} и Ir^{190}. Тем самым определяются спины Re^{190} 2^- и Ir^{190} 3^-. В этом случае для β^-- и K-переходов на уровень 580 keV нет K-запрета ($\Delta\nu = \Delta K - L \leqslant 0$, где L — мультипольность излучения), и они могут происходить с большой вероятностью.

Недавно появилось сообщение о результатах опытов по кулоновскому возбуждению Os^{190}. В этих опытах существование уровня 2^+ с энергией возбуждения 570 keV доказано непосредственно [9].

Переходя к другим уровням Os^{190}, следует отметить, что γ-линии 360 и 540 keV наблюдаются только при распаде Ir^{190}. γ-Линия 580 keV, по-видимому, двойная. На это указывает тот факт, что отношение интенсивностей линий $\frac{I_{\gamma 580}}{I_{\gamma 400}}$ в Ir^{190} равно 1,5, в то время как в Re^{190} оно составляет ~ 1, а при кулоновском возбуждении $Os^{190} \approx 0{,}6$ [9].

Для того чтобы объяснить наличие γ-линий 360, 540 keV и одной из компонент линии 580 keV, введен уровень 1126 keV (4^+); другие возможные значения спина и четности $1^\pm$, $2^\pm$ и $3^\pm$ менее вероятны, так как этот уровень не получается при β-распаде основного состояния Re^{190} 2^-. Интересно отметить, что энергия возбуждения этого уровня почти в два раза больше энергии первого вибрационного уровня Os^{190} — 586 keV (2^+). Возможно, что он является вторым вибрационным уровнем Os^{190}.

Для объяснения слабых линий ≈ 800 и 1330 keV введен уровень ≈ 1380 keV. Ему приписаны спин и четность 2^-. Отрицательная четность обусловлена значением $\lg \tau f \approx 4{,}7$, характерным для разрешенного β-перехода на этот уровень с основного состояния Re^{190}. Значение спина 1 менее вероятно из-за наличия K-перехода с основного состояния Ir^{190} 3^-. Спин 3^- менее вероятен, чем 2, так как, наряду с γ-переходом ≈ 800 keV на уровень 2^+, наблюдается γ-переход 1330 keV на основное состояние Os^{190} 0^+, интенсивность которого всего лишь в 8 раз меньше, чем интенсивность перехода 800 keV.

Зависимость относительных интенсивностей γ-переходов $B(E2)$ на уровни $K = 0^+$, $I = 0^+$ и 2^+ от параметра деформации ядра β

Ядро	$\frac{B_1(E2;\ 2^+ \to 0^+)}{B_2(E2;\ 2^+ \to 2^+)}$ эксперим. при теоретич. 0,7	$\beta \approx \frac{\Delta R}{R}$
$_{62}Sm^{152}_{90}$	0,6 [14]	0,28 [1]
$_{66}Dy^{160}_{94}$	0,6 [15]	0,35 [1]
$_{74}W^{182}_{108}$	0,62 [16]	0,31 [1]
$_{74}W^{186}_{112}$	0,6 [17]	0,24 [1]
$_{76}Os^{188}_{110}$	0,37 [18]	0,20 [1]
$_{76}Os^{190}_{112}$	0,4 [18, 19]	0,18 [1]
$_{76}Os^{192}_{114}$	~0,1 [3, 6, 9]	0,15 [9]

Сопоставим данные об уровнях Os^{190} с выводами обобщенной модели оболочек.

1. Энергии ротационных уровней существенно отклоняются от значений, следующих из формулы:

$$E_{\text{рот}} = AI(I+1).$$

Согласно этой формуле,

$$E_{2^+} : E_{4^+} : E_{6^+} : E_{8^+} = 1 : 3{,}33 : 7 : 12$$

в то время как на опыте наблюдается отношение: 1 : 2,94 : 5,6 : 9.

Учет члена типа $BI^2(I+1)^2$ [1], отражающего взаимодействие вращения и колебаний ядерной поверхности, приводит к увеличению расхождения между теорией и опытом.

Отметим, что значительное отклонение энергий ротационных уровней от теоретических значений характерно не только для ядер $\beta \leqslant 0{,}2$, но и для ядер с большими параметрами деформации вплоть до $\beta \approx 0{,}25$ (см., например, Sm^{152}, Gd^{154}, Ra^{122}) [10, 11].

2. В ядрах с большим параметром деформации проекция полного момента ядра на его ось симметрии K является хорошим квантовым числом; β- и γ-переходы, для которых $\Delta\nu = \Delta K - L > 0$, сильно замедлены [12], причем анализ показывает, что изменение $\Delta\nu$ на единицу приводит к изменению вероятности перехода приблизительно в 100 раз [13].

В Os^{190} для изомерного γ-перехода 39 keV типа $M2$ должен существовать очень сильный K-запрет ($\Delta\nu = \Delta K - L = 8$), и можно было бы ожидать, что, по сравнению с разрешенными одночастичными переходами, он будет замедлен в 10^{16} раз. На опыте же наблюдается замедление всего в 10^6 раз, т. е. на $\Delta\nu = 1$ приходится изменение вероятности перехода всего в 5—6 раз.

3. Сопоставим относительные интенсивности γ-переходов с уровня $K = 2^+$, $I = 2^+$ на уровни нижней ротационной полосы $K = 0^+$, $I = 0^+$ и 2^+ с теоретическими данными [12].

Из таблицы видно, что по мере уменьшения деформации ядра отклонение экспериментальных значений от теоретических все увеличивается, достигая максимума у Os^{190}. Уменьшение величины B_1/B_2 с уменьшением деформации, вероятно, связано с тем, что при переходе к сферическим ядрам вибрационные уровни, согласно Бору и Моттельсону [1], переходят в двухфононные вибрационные уровни 2^+, прямой переход с которых на основное состояние, как известно, имеет малую вероятность.

Все эти данные показывают, что в ядрах с малым параметром деформации типа Os^{190} многие предположения, которые лежат в основе теории деформированных ядер, не оправдываются. Так, в Os^{190} K перестает

быть хорошим квантовым числом, так как запрет практически не проявляется. Отклонение B_1/B_2 от значения 0,7, полученного согласно правилу Алага и др. [12], свидетельствует о том, что в Os^{190} не возможно сколько-нибудь хорошо разделить вращательные и внутренние движения.

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить Л. А. Слива и Б. С. Джелепова за полезное обсуждение работы.

Библиотека АН СССР

Цитированная литература

1. Alder K., Bohr A., Huus T., Mottelson B., Winther A., Rev. Mod. Phys., 28, 432 (1956).
2. Пекер Л. К., ЖЭТФ, 33, 291 (1957).
3. Aten A. H., de Feufer G. D., Sterk M. J., Wapstra A. N., Physica, 21, 740, 990 (1955).
4. Scharff-Goldhaber G., Alburger D. E., Harbottle G., McKeown M., Bull. Am. Phys. Soc., 2, 25 (1957).
5. Scharff-Goldhaber G., Alburger D. E., Harbottle G., McKeown M., N. S. A., 11, No 6B (1957).
6. Aten A. H., de Feyfer G. D., Physica, 21, 543 (1955).
7. Nijgh G. J., Ornstein L. T. M., Wapstra A. H. (1954). См. Physica, 21, 740 (1955).
8. Пекер Л. К., Изв. АН СССР, Серия физич., 21, 1029 (1957).
9. Barloutaud R., Lehmann P., Leveque A., C. R., 245, 523 (1957).
10. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
11. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распадов радиоактивных ядер, Изд. АН СССР, М.—Л., (1958).
12. Alaga G., Alder K., Bohr A., Mottelson B., Kgl. Danske Mat. Fys. Medd., 29, No 9 (1955).
13. Пекер Л. К., Тезисы VII Совещания по ядерной спектроскопии.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
14. Grodsins L., Kendall H., N. S. A., 10, No 24B (1957); Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Изв. АН СССР, Серия физич., 21, 7 (1957); Бобыкин Б. О., Тезисы VII Совещания по ядерной спектроскопии,— Ленинград, 1957; Nathan O., Wagonner M. A., Nucl. Phys., 2, 548 (1957).
15. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крафт О. Е., Крацик Б., Пекер Л. К., См. настоящий номер журнала, стр. 101.
16. Murray J. J., Boehm F., Marmier P., DuMond J. W. M., Phys. Rev., 97, 1007 (1955).
17. Poë A. J., Phil. Mag., 46, 1165 (1955).
18. Johns M. W., McMullen C. C., Williams I. R., Nablo S. V., Can. J. Phys. 34, 69 (1956).
19. Potnis V. R., Dubey V. S., Mandeville C. E., Phys. Rev., 102, 459 (1956); Smith W. G., Hollander J. M., Phys. Rev., 98, 1258 (1955).

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕРИАЛЫ VIII ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Л. Н. Кондратьев, В. Б. Дедов и Л. Л. Гольдин. α-Распад Cm^{242} 99

Е. П. Григорьев, Б. С. Джелепов, А. В. Золотавин, О. Е. Крафт, Б. Крацик и Л. К. Пекер. Распад Tb^{160} и Ho^{160} и схема уровней Dy^{160} 101

Б. С. Джелепов, Б. К. Преображенский, И. М. Рогачев и П. А. Тишкин. Спектр конверсионных электронов диспрозиевой фракции. 126

Н. М. Антоньева, А. А. Башилов, Б. С. Джелепов и Б. К. Преображенский. Спектры конверсионных электронов Gd^{151} и Gd^{153} 135

К. Я. Громов, Б. С. Джелепов, А. Г. Дмитриев и Б. К. Преображенский. О распаде $Nd^{140} \rightarrow Pr^{140} \rightarrow Ce^{140}$. 153

З. Бохнацки. Особенность запрещенных β-переходов в деформированных ядрах 158

В. А. Крутов. К теории внутренней конверсии. I 162

В. А. Крутов и К. Мюллер. К теории внутренней конверсии. II 171

В. П. Приходцева и Ю. В. Хольнов. γ-Спектр La^{140} 176

А. А. Башилов, Б. С. Джелепов, Н. Д. Новосильцева и Л. С. Червинская. Конверсионный спектр La^{140}. 179

В. А. Романов. Прецизионное измерение энергии некоторых линий в спектрах Ir^{192} и $Eu^{152, 154}$. 191

Е. П. Григорьев, А. В. Золотавин, И. И. Кузьмин и Е. Д. Павлицкая. О распаде Rh^{106}. 194

В. А. Сергиенко. Сдвоенный магнитно-линзовый спектрометр с улучшенной фокусировкой для регистрации совпадений. 198

Б. С. Джелепов, О. Е. Крафт, Б. К. Преображенский и Г. Ф. Юшкевич. Спектры позитронов диспрозиевой фракции. 208

Л. В. Густова, Б. С. Джелепов, П. Ф. Ермолов и О. В. Чубинский. Жесткое γ-излучение Na^{24}. 211

Л. К. Пекер. О схемах распада некоторых нечетно-нечетных деформированных ядер. 216

Л. К. Пекер. Об особенностях ядер с малыми параметрами деформации. Свойства $_{76}Os^{190}_{114}$. 228